

VŠB – Technická univerzita Ostrava

Fakulta strojní

Katedra energetiky

Analýza dějů ve spalovacím prostoru

Analysis of Phenomena in Combustion Chamber

Student:

Bc. Václav Pospíšilík

Vedoucí diplomové práce:

doc. Ing. Stanislav Honus, Ph.D.

2017

Zadání diplomové práce

Student: **Bc. Václav Pospíšilík**
Studijní program: N2301 Strojní inženýrství
Studijní obor: 2302T006 Energetické stroje a zařízení
Téma: **Analýza dějů ve spalovacím prostoru**
Analysis of Phenomena in Combustion Chamber
Jazyk vypracování: čeština

Zásady pro vypracování:

1. Proveďte teoretický rozbor procesu spalování plyných paliv a přenosu tepla.
2. Proveďte rešerši o současných plyných hořácích.
3. Navrhněte metodiku pro simulování spalování plyných paliv vč. přidružených jevů (turbulence, radiace, konvekce).
4. Aplikujte danou metodiku na situaci spalování zemního plynu v nízkotlakém hořáku o výkonu 8 kW.
5. Proveďte experimentální měření za účelem verifikace teoretických výsledků.

Seznam doporučené odborné literatury:

KAVIANY, M. *Heat Transfer Physics*. Cambridge University, 2008. 688 s. ISBN 978-0-511-43694-9.
NOSKIEVIČ, P. *Spalování uhlí*. 2. vydání. VŠB - TUO, 2005. 66 s. ISBN 80-248-0204-X.
PETERS, N. *Turbulent Combustion*. 1 edition. Cambridge University Press, 2000. 324 s.
RAJNIAK, I. *Teplotnoenergetické a emisné merania*. Ister Science, 1997. 481 s. ISBN 80-88683-20-3.
SAZIMA, M., KMONÍČEK, V., SCHNELLER, J. *Teplota*. SNTL, 1989. 592 s. ISBN 80-03-00043-2.

Formální náležitosti a rozsah diplomové práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Stanislav Honus, Ph.D.**

Datum zadání: 09.12.2016

Datum odevzdání: 15.05.2017



doc. Ing. Kamil Kolarčík, CSc.
vedoucí katedry



doc. Ing. Ivo Hlavatý, Ph.D.
děkan fakulty

Místopřísežné prohlášení studenta

Prohlašuji, že jsem celou diplomovou práci včetně příloh vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a uvedl jsem všechny použité podklady a literaturu.

V Ostravě

.....

podpis studenta

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu práce panu doc. Ing. Stanislavu Honusovi, Ph.D. za cenné rady a připomínky, které mi poskytl při vypracování diplomové práce. Velké poděkování patří také mé rodině a mé přítelkyni, kteří mě po celou dobu studia všestranně podporovali.

Prohlašuji, že

- jsem byl seznámen s tím, že na moji diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., autorský zákon, zejména § 35 – užití díla v rámci občanských a náboženských obřadů, v rámci školních představení a užití díla školního a § 60 – školní dílo.
- беру на ве́домі́, že Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava (dále jen „VŠB-TUO“) má právo nevýdělečně ke své vnitřní potřebě diplomovou (bakalářskou) práci užít (§ 35 odst. 3).
- souhlasím s tím, že diplomová práce bude v elektronické podobě uložena v Ústřední knihovně VŠB-TUO k nahlédnutí a jeden výtisk bude uložen u vedoucího diplomové (bakalářské) práce. Souhlasím s tím, že údaje o kvalifikační práci budou zveřejněny v informačním systému VŠB-TUO.
- bylo sjednáno, že s VŠB-TUO, v případě zájmu z její strany, uzavřu licenční smlouvu s oprávněním užít dílo v rozsahu § 12 odst. 4 autorského zákona.
- bylo sjednáno, že užít své dílo – diplomovou práci nebo poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem VŠB-TUO, která je oprávněna v takovém případě ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, které byly VŠB-TUO na vytvoření díla vynaloženy (až do jejich skutečné výše).
- беру на ве́домі́, že odevzdáním své práce souhlasím se zveřejněním své práce podle zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů, bez ohledu na výsledek její obhajoby.

V Ostravě

.....

podpis

Jméno a příjmení autora práce:

Václav Pospíšilík

Adresa trvalého pobytu autora práce:

Svazácká 5, Ostrava

ANOTACE DIPLOMOVÉ PRÁCE

Diplomová práce z počátku obecně popisuje plynná paliva a jejich spalování. Zabývá se stechiometrickými výpočty, řeší příčiny a důsledky vzniku chemické reakce. Druhá kapitola pojednává o přenosu tepla. Poslední záležitostí teoretické části diplomové práce je užití hořáků v praxi a jejich rozdělení. V praktické části řeší podstatu okolo numerického modelování tekutin (CFD). Nejprve poukazuje na způsoby matematicko-fyzikálního modelování proudění tekutin a radiace. Poté se zabývá řešením konkrétního příkladu spalování plynných paliv v softwaru ANSYS - CFX. Následně se vypočtené výsledky srovnají s naměřenými daty z prototypu spalovací komory, umístěné v areálu VŠB.

ANNOTATION OF MASTER THESIS

The master thesis describes gas fuels and their combustion. It deals with stoichiometric calculations and solves causes and consequences formation of the chemical reaction. The next chapter is about heat transfer. The last problem of theoretical part is using burners in practice and their sorting. The practical part solves the essence about computational fluid dynamics (CFD). First it deals with ways CFD and radiation. Then it deals with the solution of a specific example of the combustion of gaseous fuels in the software ANSYS – CFX. Subsequently, the calculated results are compared with the measured values from the combustion chamber prototype, which is located in campus VŠB.

Obsah

Úvod	9
1. Základní vlastnosti a spalování paliv	10
1.1 Chemické složení paliva	10
1.2 Plynná paliva	10
1.2.1 Spalné teplo a výhřevnost	11
1.2.2 Spalná teplota	12
1.2.3 Stechiometrické výpočty	13
1.3 Základy teorie hoření	15
1.3.1 Meze vznětlivosti paliva	16
1.3.2 Teplota zápalná a teplota vzplanutí	17
1.3.3 Kinetická a difuzní oblast hoření	17
2. Teorie přenosu a sdílení tepla	19
2.1 Sdílení tepla vedením	20
2.2 Sdílení tepla prouděním (konvekcí)	23
2.3 Sdílení tepla zářením	25
2.3.1 Základní pojmy	26
2.3.2 Zákonů záření	26
2.3.3 Záření plynů	29
3. Hořáky pro spalování zemního plynu	30
3.1 Ejekční hořáky	30
3.2 Hořáky s nuceným přívodem spalovacího vzduchu	31
3.2.1 Blokované hořáky	31
3.2.2 Vířivé hořáky	32
3.2.3 Injektorové hořáky	33

3.2.4	Impulzní hořáky	34
4.	Úvod do metodiky pro simulování spalování plynných paliv	35
4.1	Turbulentní proudění	35
4.1.1	Modelování turbulence	37
4.2	Modelování záření	41
4.2.1	Radiační model Descrete Transfer (DTRM)	42
5.	Matematicko-fyzikální model hořáku a oblasti hoření	43
5.1	Popis pracovního prostoru	43
5.2	Geometrie	44
5.3	Sít'ování (meshing)	45
5.4	Nastavení okrajových podmínek a fyzikálních vlastností (setup)	46
5.4.1	Default Domain (základní model tekutiny)	47
5.4.2	Okrajové podmínky	47
5.5	Výsledky	48
6.	Ověřování matematického modelu	54
6.1	Měřicí soustava	54
6.2	Měření a naměřené hodnoty, srovnání se simulací	58
	Závěr	62
	Seznam použitých veličin, konstant a jejich jednotek	63
	Seznam dodatečných značek, symbolů, zkratk a indexů	66
	Seznam použité literatury	68

Úvod

Již od pradávna se lidé zabývali otázkou tekutin, jejich vlastností, jejich dynamických projevů, atd... Ovšem až roku 1822 dokázal pan Navier matematicky popsat jejich chování na základě parciálních diferenciálních rovnic, jejíž platnost následně roku 1845 potvrdil pan Stokes. Dodnes je jednoznačné řešení tzv. Navier-Stokesových rovnic v třírozměrném proudění stále nedořešenou záležitostí. Dokonce i v současné době, která je známá prudkým vývojem výpočetní techniky, nedokážeme v drtivé většině případů tyto rovnice vyřešit přímo pomocí principů numerické matematiky. Za těchto okolností nastupují do popředí tzv. matematicko-fyzikální modely, které určité členy rovnice značně zjednodušují, a tím přispívají k snadnějšímu a hlavně mnohem méně časově náročnějšímu dosažení výsledku. Nicméně jistá míra zjednodušení s sebou nese rizika na úkor přesnosti. Každý model, ať už je zaměřen na turbulenci, či radiaci, apod., lze s dostatečnou mírou přesnosti využít jen na některé případy a zároveň je omezen několika podmínkami. Úkolem výpočtářů je zvolit ten nejvhodnější model k příslušným podmínkám (geometrie, laminární/turbulentní proudění, ustálené proudění,...), a to je někdy nelehkou záležitostí.

Spalování plynných paliv a analýza hoření se neméně zakládá na principech proudění tekutin. Palivo a okysličovadlo je potřeba promísit tak, aby došlo k stabilnímu hoření bez větších teplotních výkyvů.

Moje diplomová práce má za úkol srovnat dva pohledy. První náhled na samotný proces spalování je pohledem zjednodušeným (konstantní teplota stěny, šedé těleso, izotropní záření, ...), avšak neopomíjí klíčové aspekty spolupodílející se na spalování zemního plynu (správná geometrie, zahrnutí radiace do tepelných výpočtů, základní reakční mechanismy, ...). Druhým pohledem je reálné prostředí simulováno zmenšeným modelem v laboratoři areálu VŠB. I přesto, že oba pohledy pracují se stejnými fyzikálními zákony, nikdy nedostaneme identických výsledků. Je to z toho důvodu, že v matematickém modelu neumíme vyjádřit ani popsat veškeré vlivy, které působí v určitém okamžiku na danou spalovací komoru z reálného prostředí. Mým úkolem je tedy tyto dva odlišné pohledy srovnat a vyhodnotit, jakou mírou a jakým způsobem se od sebe liší a zvážit, jestli tyto přibližné výsledky jsou pro následující operace relevantní a dá se s nimi pracovat.

1. Základní vlastnosti a spalování paliv

Palivo je látka, jejímž spalováním (oxidací) se uvolňuje teplo, které se snažíme následně využít.

1.1 Chemické složení paliva

Chemické složení paliva má přímý vliv na jeho výhřevnost, spalnou teplotu, množství spalovacího vzduchu, množství spalin, apod. Paliva můžeme rozdělit podle fáze, ve které se vyskytují na:

- **tuhá**
- **kapalná**
- **plynná**

Předmětem mé diplomové práce je analyzovat děje, probíhající při spalování plyných paliv, tudíž svou rešeršní část zaměřím převážně na ně.

1.2 Plynná paliva

Chemické složení plyných paliv (suchých) je většinou dané touto rovnicí:

$$CO_2^s + CO^s + H_2^s + C_nH_m^s + H_2S^s + N_2^s + O_2^s + SO_2^s = 100 (\%)$$

(1)

V případě plynů vlhkých musíme počítat s určitým množstvím H_2O ve formě vodní páry. Složení plyných paliv se liší podle toho, odkud pocházejí anebo ze kterého procesu je získáváme. Pro názornost uvedu několik takových:

- Zemní plyn (až 99% CH₄)
- Bioplyn (40 až 75% CH₄)
- Propan C₃H₈,

dále takové, které vznikají jako druhotný produkt technologických procesů:

- Koksárenský plyn (až 60% H₂)
- Vysokopecní plyn (až 28% CO)
- Konvertorový plyn

1.2.1 Spalné teplo a výhřevnost

Spalné teplo (Q_v) je množství tepla uvolněného dokonalým spálením měrné jednotky paliva (kg, m³, mol) za vzniku H₂O v kapalně fázi.

Výhřevnost (Q_n) je množství tepla uvolněného dokonalým spálením měrné jednotky paliva za vzniku H₂O v plynné fázi.

Matematickou závislost mezi Q_v a Q_n vyjadřuje obecný vztah:

$$Q_n = Q_v - 2512 \cdot W \left(\frac{kJ}{kg}, \text{resp.} \frac{kJ}{m_N^3} \right), \quad (2)$$

kde W je obsah vody v palivu $\left(\frac{kg}{kg}, \text{resp.} \frac{kg}{m_N^3} \right)$

Pro plynná paliva platí vztah:

$$Q_n = Q_v - 20,18 \left(H_2^v + 2CH_4^v + \frac{n}{2} C_n H_m^v + H_2 S^v + H_2 O^v \right) \left(\frac{kJ}{kg}, \text{resp.} \frac{kJ}{m_N^3} \right) \quad (3)$$

Pro **výhřevnost** pak:

$$Q_n = 126,4 \cdot CO^v + 127,7 \cdot H_2^v + 397 \cdot CH_4^v + 636,4 \cdot C_2H_4^v + 699,2 \cdot C_2H_6^v + 992,3 \cdot C_3H_8^v + 1285,3 \cdot C_4H_{10}^v + 1579,4 \cdot C_5H_{12}^v + 255,4 \cdot H_2S^v \quad \left(\frac{kJ}{kg}, resp. \frac{kJ}{m_N^3} \right) \quad (4)$$

1.2.2 Spalná teplota

Je teoreticky dosažitelná teplota plamene při spalování určitého druhu paliva. Je naprosto klíčová k otázkám jejího dalšího technologického využití.

Stanovení spalné teploty na základě rovnice tepelné rovnováhy:

$$t = \frac{Q_{ch} + Q_p + Q_{vz} - Q_{ned} - Q_{dis} - Q_z}{V_{sp} \cdot c_{p,sp}} \quad \left(\frac{kJ}{kg}, resp. \frac{kJ}{m_N^3} \right), \quad (5)$$

kde:

Q_{ch}chemické teplo (výhřevnost) paliva ($Q_{ch} = Q_n$)

Q_pfyzické teplo paliva $Q_p = c_{p,p} \cdot t_p$

Q_{vz}fyzické teplo (předehřátého) vzduchu $Q_{vz} = c_{p,vz} \cdot t_{vz} \cdot \alpha \cdot L_{min}$

L_{min} teoretické množství vzduchu potřebného ke spálení jednotky paliva

Q_{sp}teplo odcházejících spalin $Q_{sp} = V_{sp} \cdot c_{p,sp} \cdot t_{sp}$

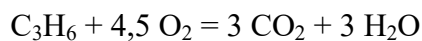
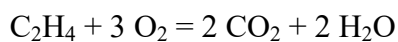
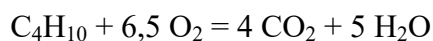
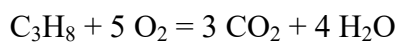
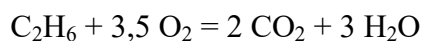
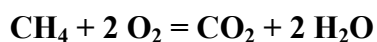
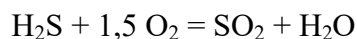
Q_{ned}chemický nedopal

Q_{dis}disociační teplo

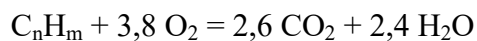
Q_zodvod tepla do ohřívajícího materiálu a do okolí

1.2.3 Stechiometrické výpočty

Základní rovnice spalování plynných paliv:



Pokud nevyžadujeme přesný výsledek, obecně můžeme s uhlovodíky počítat dle rovnice:



Teoretické množství kyslíku při stechiometrickém spalování plynných paliv lze vypočítat podle vztahu:

$$O_{min} = 0,5 \cdot CO + 0,5 \cdot H_2 + 2 \cdot CH_4 + 3 \cdot C_2H_4 + 3,5 \cdot C_2H_6 + 5 \cdot C_3H_8 + 6,5 \cdot C_4H_{10} + 4,5 \cdot C_3H_6 + 3,8 \cdot C_nH_m + 1,5 \cdot H_2S - O_2 \left(\frac{m_{NO_2}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right)$$

(6)

Teoretické množství vzduchu při stechiometrickém spalování:

$$L_{min} = 4,76 \cdot O_{min} \left(\frac{m_{N_{vzd}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (7)$$

Skutečné množství vzduchu při stechiometrickém spalování:

$$L_{skut} = 4,76 \cdot O_{min} \cdot \alpha \left(\frac{m_{N_{vzd}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (8)$$

Výpočet objemového množství oxidu uhličitého ve spalínách:

$$V_{CO_2} = CO + CO_2 + CH_4 + 2 \cdot C_2H_4 + 2 \cdot C_2H_6 + 3 \cdot C_3H_8 + 4 \cdot C_4H_{10} + 3 \cdot C_3H_6 + 2,6 \cdot C_nH_m \left(\frac{m_{N_{CO_2}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (9)$$

Výpočet objemového množství oxidu siřičitého ve spalínách:

$$V_{SO_2} = H_2S \left(\frac{m_{N_{SO_2}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (10)$$

Výpočet objemového množství vody (páry) ve spalínách:

$$V_{H_2O} = H_2 + 2 \cdot CH_4 + 2 \cdot C_2H_4 + 3 \cdot C_2H_6 + 4 \cdot C_3H_8 + 5 \cdot C_4H_{10} + 3 \cdot C_3H_6 + 2,4 \cdot C_nH_m + H_2S \left(\frac{m_{N_{H_2O}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (11)$$

Výpočet objemového množství dusíku ve spalínách:

$$V_{N_2} = 3,76 \cdot O_{min} \cdot \alpha + N_2 \left(\frac{m_{N_{N_2}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (12)$$

Výpočet objemového kyslíku ve spalínách:

$$V_{O_2} = O_{min} \cdot (\alpha - 1) \left(\frac{m_{N_{O_2}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (13)$$

Objem vlhkých spalín suchých

$$V_{sp}^s = V_{CO_2} + V_{SO_2} + V_{O_2} + V_{N_2} \left(\frac{m_{N_{spal}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (14)$$

Objem vlhkých spalín vlhkých

$$V_{sp}^v = V_{CO_2} + V_{SO_2} + V_{H_2O} + V_{O_2} + V_{N_2} \left(\frac{m_{N_{spal}}^3}{m_{N_{pal}}^3} \right) \quad (15)$$

1.3 Základy teorie hoření

Spalovací pochod obecně by se dal popsat asi takhle. Palivo ve formě přírodních látek určitého chemického složení přijde do kontaktu s oxidovadlem. Dochází k rozpadu těchto energeticky bohatších struktur na energeticky chudší za vzniku tepla. Pro tento pochod jsou zcela klíčové 2 etapy:

- fyzikální etapa (doba, po kterou dochází ke kontaktu mezi hořlavinou a oxidovadlem)
- chemická etapa (samotná chemická reakce mezi hořlavinou a oxidovadlem a vznik spalín)

Teorie hoření je velmi složitý fyzikální děj, dalo by se jej charakterizovat jako nestacionární pochod turbulentního přenosu tepla a hmoty za přítomnosti dynamických zdrojů hmoty a tepla.

K samotnému hoření dojde pouze za určitých předpokladů:

- za přítomnosti vhodného množství okysličovadla
- bude-li dosaženo zápalné teploty paliva

1.3.1 Meze vznětlivosti paliva

Z praxe je známo, že pro každé palivo existuje tzv. horní a spodní mez vznětlivosti. Jedná se v podstatě o oblast, ve které může a nemůže probíhat samotný děj hoření. Pokud se koncentrace hořlaviny a okysličovadla pohybuje pod spodní mezí vznětlivosti, nedojde ke vznícení paliva. Tak samo, jako když koncentrace hořlaviny a okysličovadla překročí horní mez vznětlivosti.

Palivo	Mez vznětlivosti	
	spodní	horní
Zemní plyn	4	17
Koksárenský plyn	5	30
Svítiplyn	6	35
Generátorový plyn	25	75
Vysokopeční plyn	35-40	65-75

Tab. 1: Meze vznětlivosti některých plynů [1]

1.3.2 Teplota zápalná a teplota vzplanutí

Zápalná teplota je taková teplota, při níž při probíhající oxidační reakci se uvolní teplo větší, než je teplo odevzdané do okolí. Nebyla by splněna tato podmínka, nemohlo by dojít k iniciaci hoření a tudíž ke stabilnímu spalování paliva. Na rozdíl teplota vzplanutí je teplota, při které se nad palivem vytvoří tolik par (povrchová hořlavina), že při přiblížení plamene vzplanou. Teplota vzplanutí je vždy nižší než zápalná teplota.

1.3.3 Kinetická a difuzní oblast hoření

Pro proces hoření jsou tedy rozhodující 2 etapy:

$$\tau_{\text{celk}} = \tau_{\text{fyz.}} + \tau_{\text{chem.}},$$

kde $\tau_{\text{fyz.}}$ je doba nezbytná pro průběh fyzikálních dějů (doba mísení) a $\tau_{\text{fyz.}}$ doba nezbytná pro průběh chemických reakcí.

V případě, že $\tau_{\text{fyz.}} \gg \tau_{\text{chem.}}$, pak $\tau_{\text{celk}} \approx \tau_{\text{fyz.}}$, říkáme, že spalovací pochod probíhá v difuzní oblasti. Rychlost reakce je závislá převážně na době, kdy se palivo dostane do kontaktu s okysličovadlem.

Na rozdíl pokud $\tau_{\text{fyz.}} \ll \tau_{\text{chem.}}$, pak $\tau_{\text{celk}} \approx \tau_{\text{chem.}}$, říkáme, že spalovací pochod probíhá v kinetické oblasti. Zde se rychlost hoření řídí zákony chemické kinematiky. [1]

Pokud $\tau_{\text{fyz.}} \approx \tau_{\text{chem.}}$, jedná se o tzv. intermediární oblast, kde platí vztahy:

$$w_{ch} = w_d \quad \left(\frac{m}{s}\right)$$

$$w_d = \beta \cdot \rho \cdot (c_v - c_{st})$$

$$w_{ch} = k' \cdot \rho \cdot c_{st}$$

, kde w_{ch} ,.....rychlost chemické reakce

w_{ch} ,.....rychlost výměny hmoty

ρměrná hmotnost

βsoučinitel výměny hmoty

c_vpoměrná hmotová koncentrace kyslíku v objemu

c_{st}poměrná hmotová koncentrace kyslíku u povrchu částic

k'součinitel rychlosti chemické reakce

Obecně lze rychlost reakce vyjádřit následovně:

$$w = k \cdot \rho \cdot c_v$$

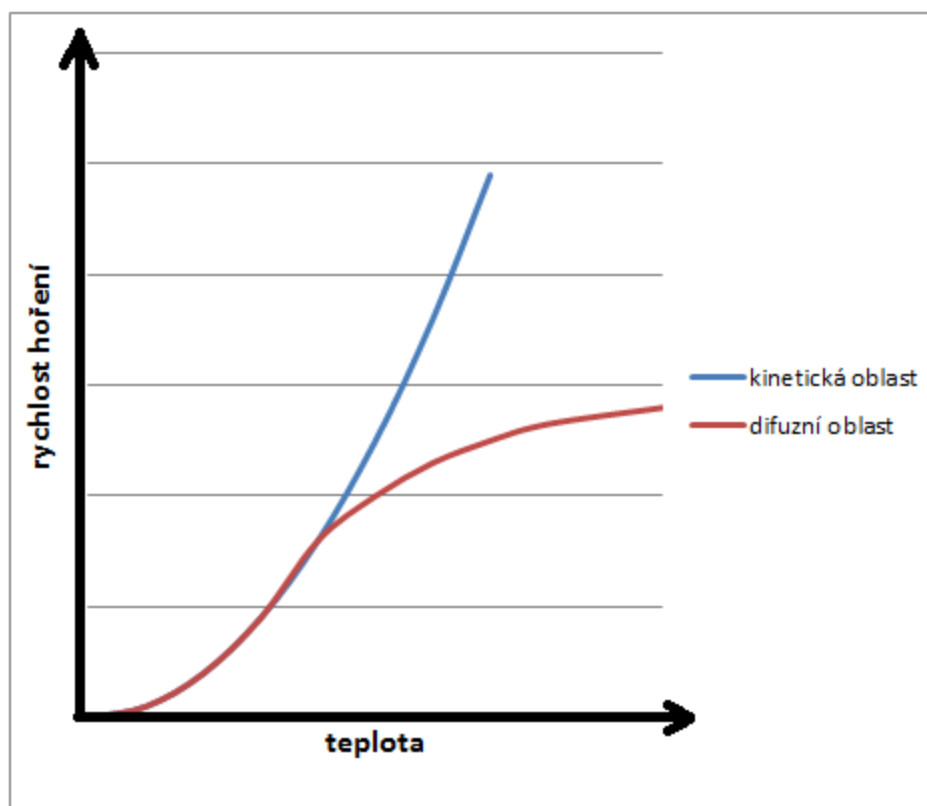
$$k = \frac{k' \cdot \beta}{k' + \beta}$$

Zjednodušení

Pro kinetickou oblast: $k \approx k'$

Pro difúzní oblast: $k \approx \beta$

Na obrázku 1 je znázorněna rychlost průběhu hoření v kinetické oblasti (1) a v difúzní oblasti (2). Z grafu je patrné, že rychlost reakce v kinetické oblasti je mnohem více ovlivněná teplotou, jak v difúzní oblasti [1].



Graf 1: Rychlosti hoření v kinetické a difuzní oblasti [1]

2. Teorie přenosu a sdílení tepla

Teplo se může sdílet celkově třemi způsoby:

- Vedením (kondukce)
- Prouděním (konvekce)
- Zářením (radiace)

2.1 Sdílení tepla vedením

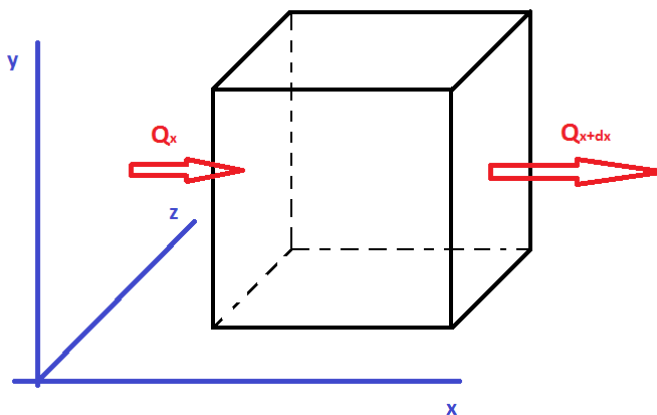
Základní fyzikální popis sdílení tepla vedením nám dávají Fourierovy zákony vycházející z Fourierovy rovnice vedení tepla. Pro odvození Fourierovy rovnice je nutno si stanovit tyto předpoklady:

- tuhé těleso (ve kterém se sdílí teplo) je homogenní a izotropní
- fyzikální vlastnosti tělesa jsou konstantní.
- změna objemu tělesa, spojená se změnou teploty, je mnohem menší než samotný objem
- vnitřní tepelné objemové zdroje jsou v tělese rozmístěny rovnoměrně
- proces probíhá za konstantního tlaku

Fourierova rovnice vyplývá ze zákona zachování energie. Pro stanovení diferenciální rovnice je nutno vytknout z pozorovaného tělesa elementární rovnoběžnostěn o objemu dV a stranách dx , dy , dz . Změna entalpie dI elementárního objemu v čase τ je rovna algebraickému součtu přivedeného tepla do elementu vedením dQ_λ a tepla dQ_z , které za stejný čas uvolní vnitřní objemové zdroje, tedy [2]:

$$dI = dQ_\lambda + dQ_z$$

(16)



Obr. 1: Tepelná bilance elementárního objemu v ose x

$$dQ_x = q_x \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

$$dQ_{x+dx} = q_{x+dx} \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

Funkce q_{x+dx} je ve svém intervalu dx spojitá, vyjádříme ji tedy Taylorovým rozvojem:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial^2 q_x}{\partial x^2} \cdot \frac{dx^2}{2!} + \dots$$

(17)

Členy druhého a vyšších řádů zanedbáme:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} \cdot dx$$

$$dQ_{\lambda,x} = dQ_x - dQ_{x+dx} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

(18)

Analogicky odvodíme pro všechny ostatní směry:

$$dQ_{\lambda,y} = -\frac{\partial q_y}{\partial y} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

$$dQ_{\lambda,z} = -\frac{\partial q_z}{\partial z} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

$$dx \cdot dy \cdot dz = dV$$

Celkový přírůstek tepla přivedeného do elementárního objemu vedením je:

$$dQ_\lambda = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) \cdot dV \cdot d\tau$$

(19)

Podle 1. Fourierova zákona nahradíme q_x :

$$q_x = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x}$$

$$q_y = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial y}$$

$$q_z = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial z}$$

$$dQ_\lambda = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dV \cdot d\tau$$

(20)

Pro množství tepla přivedeného vnitřním objemovým zdrojem platí:

$$dQ_v = q_v \cdot dV \cdot d\tau$$

(21)

Změna entalpie elementárního objemu za konstantního tlaku:

$$dI = c_p \cdot dV \cdot \rho \cdot dt$$

(22)

Kde teplota je závislá na čase:

$$dt = \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau$$

$$dI = c_p \cdot dV \cdot \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau$$

(23)

Dosaíme-li odvozené vztahy do rovnice zachování energie, dostaneme:

$$c_p \cdot dV \cdot \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dV \cdot d\tau + q_v \cdot dV \cdot d\tau \quad (24)$$

Po úpravě:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (25)$$

, kde a je součinitel teplotní vodivosti a platí pro něj:

$$a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \quad (26)$$

A ∇^2 je Laplaceův operátor a platí pro něj:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (27)$$

2.2 Sdílení tepla prouděním (konvekci)

Fyzikální podstatu konvekce popisuje tzv. Fourier-Kirchhoffova rovnice. Tentokrát si elementární rovnoběžnostěn vytkneme v pohybující se tekutině. V tomto případě není tepelný tok závislý pouze na gradientu teploty a součiniteli tepelné vodivosti, ale i na vlastnostech proudění (rychlosti v , hustotě ρ , a měrné entalpii i).

$$\mathbf{q} = -\lambda \cdot \mathbf{grad} t + \rho \cdot v \cdot i \quad (28)$$

Po rozpisu jednotlivých složek vektoru q a následného dosazení do již odvozené rovnice z kapitoly vedení tepla dostaneme tvar:

$$\rho \cdot \frac{\partial i}{\partial \tau} = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) - \rho \cdot \left(v_x \frac{\partial i}{\partial x} + v_y \frac{\partial i}{\partial y} + v_z \frac{\partial i}{\partial z} \right) - \rho \cdot i \left(\frac{v_x}{\partial x} + \frac{v_y}{\partial y} + \frac{v_z}{\partial z} \right) + q_v \quad (29)$$

Bavíme-li se o nestlačitelné tekutině, je možno tento tvar upravit a to pomocí rovnice kontinuity, kde $\text{div } \mathbf{v} = 0$.

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial i}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial i}{\partial x} + v_y \frac{\partial i}{\partial y} + v_z \frac{\partial i}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + q_v \quad (30)$$

Dále u izobarického děje platí $di = c_p \cdot dt$, pak vztah přejde v tvar:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial t}{\partial x} + v_y \frac{\partial t}{\partial y} + v_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho}$$

Pomocí úplné derivace teploty lze Fourier-Kirchhoffova rovnice zapsat takto:

$$\frac{Dt}{d\tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (31)$$

Chceme-li vypočítat teplotní pole proudu takto analyticky, je nutno uvažovat, že v rovnici se nám vyskytují tyto neznámé ($x, y, z, \tau, v_x, v_y, v_z$). Pro úspěšné dokončení výpočtu potřebujeme k těmto neznámým adekvátní počet rovnic. Fourier-Kirchhoffovu je tedy nutno počítat společně se třemi pohybovými Navier-Stokesovými rovnicemi, navíc pokud se nejedná o izobarické proudění, přibývá nám další neznámá „tlak p “ a do výpočtu je nutno zahrnout rovnici kontinuity.

2.3 Sdílení tepla zářením

Fyzikální podstata záření je elektromagnetického charakteru. Vyznačuje se tzv. duálním chováním. V některých případech vykazuje vlnový charakter, pak platí:

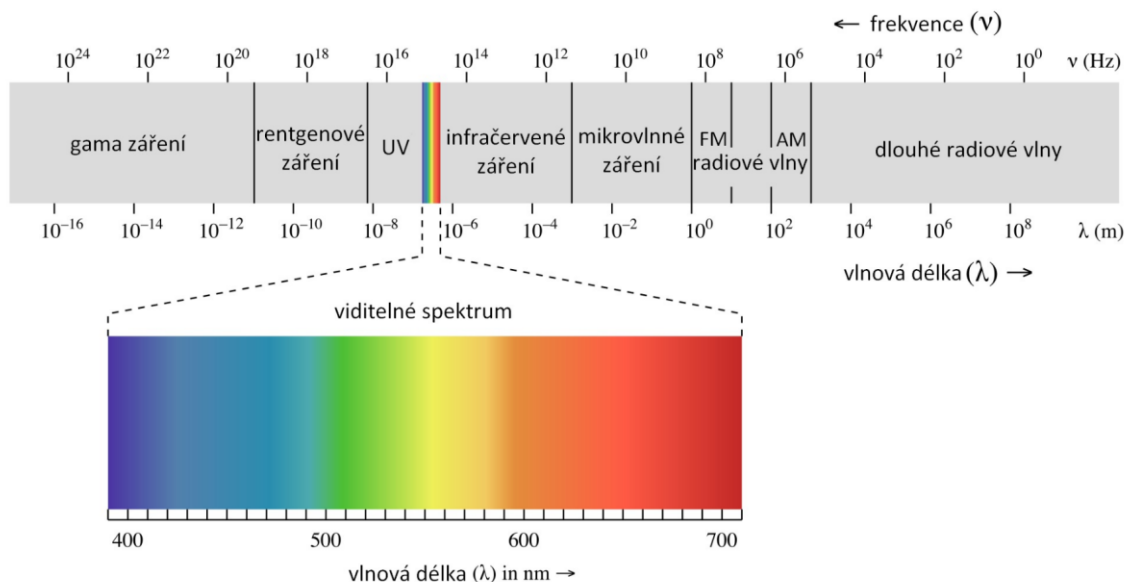
$$c = f \cdot \lambda, \quad (m \cdot s^{-1}) \quad (32)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, f je frekvence a λ vlnová délka.

V jiném případě může vykazovat tzv. částicový charakter. Dle korpuskulární teorie se zářivá energie předává nespojitě v malých kvantech (fotony), které stanovuje tzv. Planckova konstanta $h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

$$Q = h \cdot f \quad (J) \quad (33)$$

Elektromagnetické záření by se dalo rozdělit do spektra lišící se svou vlnovou délkou a frekvencí. Toto spektrum je názorně ukázáno na obr. 2. Pro naše účely sdílení tepla je rozhodující část spektra v rozsahu vlnových délek 10^{-4} až 10^{-7} .



Obr. 2: Spektrum elektromagnetického záření [7]

2.3.1 Základní pojmy

Absolutně černé těleso: Představuje “dokonalý” (teoretický) model tělesa, který veškerou energii všech vlnových délek vyzáří (pohltní). Je to v podstatě etalon pro ostatní tělesa, se kterými je absolutně černé těleso srovnáváno. Pokud se jedná o výpočet černého tělesa, značíme ho malým indexem 0.

Zářivý tok: Celkové množství energie vyzářené tělesem do prostoru za čas τ . Značíme ho obvykle velkým písmenem **P** s jednotkou (**W**).

Intenzita vyzařování: Celkové množství vyzářené energie tělesem do prostoru za čas τ jednotkovým povrchem S . Můžeme tedy říci, že se jedná o hustotu tepelného toku vlastního záření.

$$E = \frac{dP}{dS} \quad (W \cdot m^{-2}) \quad (34)$$

Směrová intenzita vyzařování: Celkové množství vyzářené energie tělesem do prostoru za čas τ jednotkovým povrchem S v určitém směru záření s . Energie vyzářena do prostoru nemusí mít v určitém směru (sklonu) stejnou hodnotu. Z tohoto důvodu se stanovila tato veličina. Často ji označujeme velkým písmenem **I** s jednotkou (**W.m⁻².sr⁻¹**).

Spektrální intenzita vyzařování: Celkové množství vyzářené energie tělesem do prostoru za čas τ jednotkovým povrchem S určité vlnové délky λ .

$$E_{\lambda} = \frac{dE}{d\lambda} \quad (W \cdot m^{-3}) \quad (35)$$

2.3.2 Zákony záření

Planckův zákon

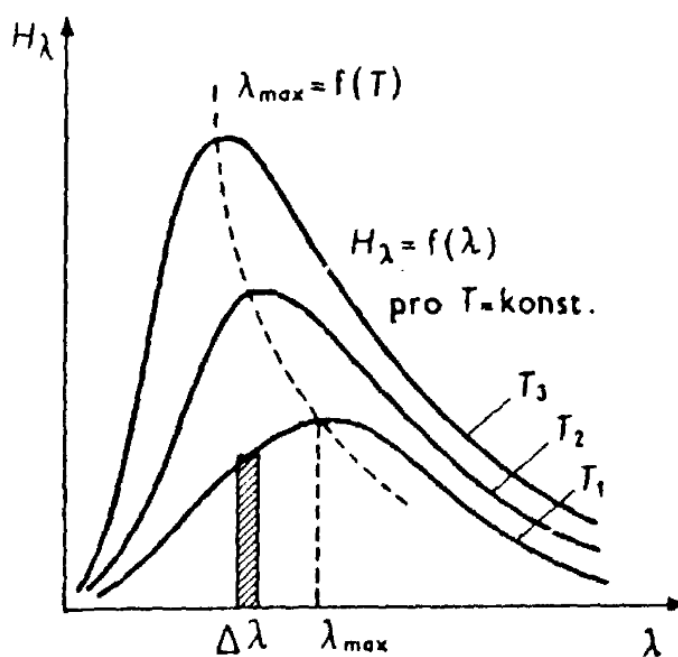
Popisuje závislost spektrální intenzity vyzařování černého tělesa na vlnové délce a teplotě:

$$E_{0,\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)} \quad (W \cdot m^{-3}), \quad (36)$$

kde $c_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2$ a $c_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$

Wienův posunovací zákon

Z Plancova zákona se dá odvodit, že spektrální intenzita vyzařování černého tělesa má své maximum v závislosti na teplotě a vlnové délce. S rostoucí teplotou se toto maximum posouvá do oblasti kratších vlnových délek (obr. 3).



Obr. 3: Wienův posunovací zákon [8]

Stefanův – Boltzmannův zákon

Integrální intenzita vyzařování (intenzita vyzařování celého spektra) černého tělesa se určí podle vztahu:

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{0,\lambda} d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1\right)} d\lambda \quad (W \cdot m^{-2}) \quad (37)$$

Vypočítáme-li integrál pomocí metody substituce, kde $u = c_2/(\lambda \cdot T)$, pak $du = -c_2 d\lambda / (\lambda^2 \cdot T)$. Potom dostaneme:

$$E_0 = - \int_{u=\infty}^{u=0} \frac{c_1 \cdot T^4}{c_2^4} \cdot \frac{u^3}{e^u - 1} du = \frac{c_1 \cdot T^4}{c_2^4} \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \frac{u^3}{e^u - 1} du \quad (W \cdot m^{-2})$$

Hodnota integrálu se rovná $\pi^4/15$, pak:

$$E_0 = \sigma \cdot T^4 \quad (W \cdot m^{-2}), \quad (38)$$

Kde σ je Stefanova – Boltzmannova konstanta, která nabývá hodnoty:

$$\sigma = \frac{c_1 \cdot \pi^4}{c_2^4 \cdot 15} = 5,67 \cdot 10^{-8} \quad (W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}) \quad (39)$$

Lambertův zákon

Tento zákon stanovuje závislost intenzity vyzařování černého tělesa v určitém směru (φ) na intenzitě vyzařování černého tělesa ve směru normály (obr. 5).

$$E_{0,\varphi} = E_{0,n} \cdot \cos \varphi \quad (W \cdot m^{-2}) \quad (40)$$

Uvažujeme-li tuto závislost a aplikujeme-li na celkové množství vyzářené energie z plošky dS_1 na plošku dS_2 , dostaneme konečnou formulaci Lambertova zákona v tomto tvaru:

$$d^2P = E_{0,n} \cdot dS_1 \cdot \cos \varphi \cdot d\omega \quad (W) \quad (41)$$

Z tohoto základního tvaru Lambertova zákona vyplývá, že množství vyzařené energie bude největší ve směru normály a nulové ve směru kolmém na normálu. Po integraci rovnice (41) dostaneme celkové množství vyzařené energie do všech směrů:

$$dP = E_{0,n} \cdot dS_1 \cdot \pi \quad (W) \quad (42)$$

2.3.3 Záření plynů

Je důležité si uvědomit, že plyny vyzařují a pohlcují energii odlišně, jak tuhá tělesa. Na rozdíl od nich tak uskutečňují selektivně a celým svým objemem. Selektivně znamená, že spektrální intenzita vyzařování se mění s vlnovou délkou nespojitě. Dokonce v některých intervalech vlnových délek nemusí plyny vyzařovat ani pohlcovat žádnou energii. Interval, který energii vyzařují/pohlcují nazýváme spektrálními pásy. Každý plyn je svým způsobem jedinečný v tom, že má své spektrální pásy v jiné hladině a s jiným rozsahem.

Experimentálně bylo dokázáno, že integrální vyzařování u plynů vykazuje mírné odchylky od Stefanova-Boltzmannova zákona. Bylo dokázáno, že není úměrná čtvrté mocnině termodynamické teploty, ale zhruba její třetí až tříapůlté. Pro zjednodušení výpočtů se zavedla veličina integrální emisivity plynu, která upravuje tuto odchylku a Stefanův-Boltzmannův zákon se ponechal v původním tvaru [2]:

$$E_{pl} = \varepsilon_{pl} \cdot \sigma \cdot T_{pl}^4 \quad (W \cdot m^{-2}) \quad (43)$$

3. Hořáky pro spalování zemního plynu

Hořáky můžeme rozdělit do skupin podle určitých aspektů. Například podle toho, jestli dochází k předmísení plynu a okysličovadla před vstupem do spalovacího prostoru nebo ne, či s jakou rychlostí vystupují spaliny do pracovního prostoru spotřebiče, atd... Takové základní rozdělení si tu uvedeme.

Podle tlaku přiváděného zemního plynu

- Nízkotlaké hořáky (s přetlakem < 5 kPa)
- Středotlaké (s přetlakem 5 až 400 kPa)

Podle způsobu směřování paliva s okysličovadlem

- Hořáky bez předmísení plynu a okysličovadla před vstupem do spalovacího prostoru
- Hořáky s částečným předmísením
- Hořáky s úplným předmísením

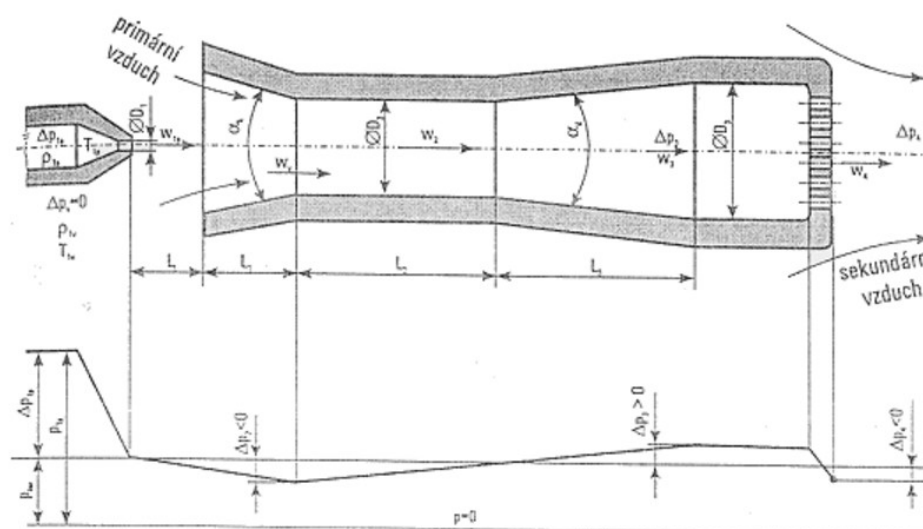
Způsob přenosu tepla v pracovním prostoru

- Sálavé hořáky
- Konvekční hořáky

3.1 Ejekční hořáky

Na obr. 4 můžeme vidět konstrukci ejekčního hořáku, jehož funkce spočívá v tom, že tryska do směšovacího prostoru přivádí palivo o větší energii (kinetické a tlakové), než má okolní nasávaný vzduch. Ejekčním účinkem tak tento okolní vzduch nasává a vytváří s ním hořlavou směs. Tlak plynu přivedeného do trysky se liší podle toho, zda se jedná o nízkotlaký nebo středotlaký hořák. Obvykle se používá hořák nízkotlaký s přetlakem plynu do 5 kPa. Někdy

je nazýváme také hořáky atmosférickými z důvodu, že spalovací vzduch je nasáván z prostředí s atmosférickým tlakem.



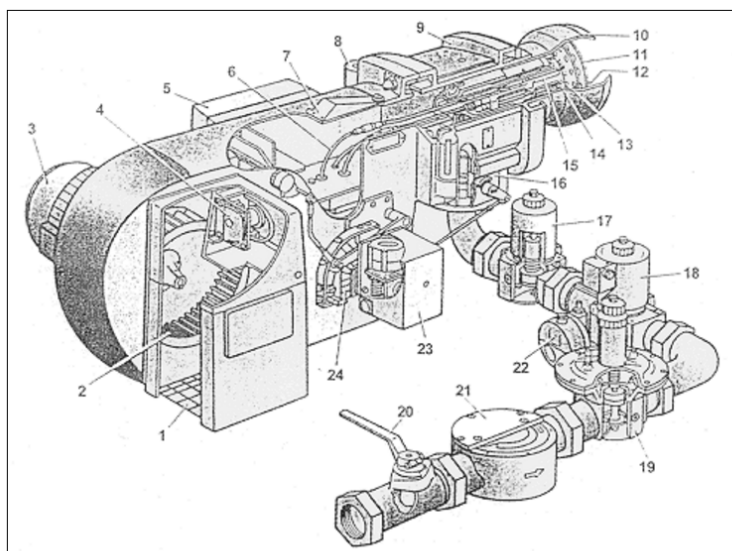
Obr. 4: Konstrukce ejekčního hořáku [9]

3.2 Hořáky s nuceným přívodem spalovacího vzduchu

Tyto hořáky se v tzv. „velké energetice“ využívají daleko častěji než ty atmosférické. Zdrojem přívodu spalovacího vzduchu bývá většinou radiální ventilátor. Některé základní typy hořáků s nuceným přívodem spalovacího vzduchu si uvedeme níže.

3.2.1 Blokové hořáky

Některé hořáky jsou uspořádány tzv. do bloku společně s radiálním ventilátorem. Každý hořák má svůj radiální ventilátor, který vytváří přetlak vzduchu důležitý pro důkladné promísení s palivem. Tento typ hořáků se obvykle používá u spalovacích zařízení menších výkonů. Schéma a uspořádání tras a armatur blokového hořáku můžeme vidět na obr. 5.

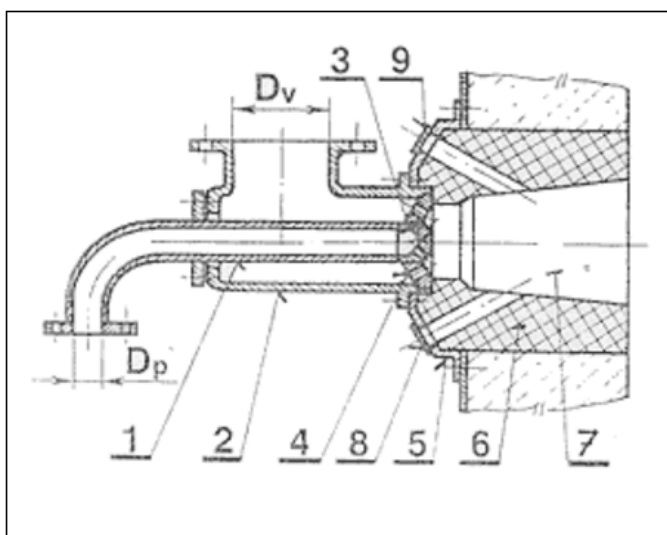


- | | |
|---------------------------------|--|
| 1 - přívod vzduchu, | 13 - plynová tryska, |
| 2 - ventilátor, | 14 - směšovač, |
| 3 - el. motor, | 15 - zapalovací elektroda, |
| 4 - vzduchový termostat, | 16 - plynová regulační klapka, |
| 5 - skříň automatiky hořáku, | 17 - plynový magnetický ventil, |
| 6 - kabel zapalovací elektrody, | 18 - plynový magnetický ventil, |
| 7 - pozorovací otvor, | 19 - regulátor tlaku plynu, |
| 8 - příruba hlídače plamene, | 20 - uzávěr plynu, |
| 9 - příruba hořáku, | 21 - plynový filtr, |
| 10 - ústí hořáku, | 22 - plynový termostat, |
| 11 - stabilizátor plamene, | 23 - pohon regulačních klapek, |
| 12 - hlídací elektroda, | 24 - ústrojí pro seřizování spalovacího poměru |

Obr. 5: Základní uspořádání blokových hořáků [9]

3.2.2 Vířivé hořáky

Tento typ hořáků se zpravidla využívá tam, kde nejsou příliš vysoké požadavky na rovnoměrnost ohřevu. Spalovací vzduch je tryskami (kanálky) tangenciálně přiváděn k ose výstupu plynu z trysky. Vzniká vířivý pohyb hořlavé směsi, která má charakter turbulentního proudění, jehož již zmíněné účinky na rovnoměrné rozložení teplot teplotního pole v pracovním prostoru nejsou ideální. Přebytek vzduchu hořlavé směsi se pohybuje v rozmezí 1,1 až 1,15.

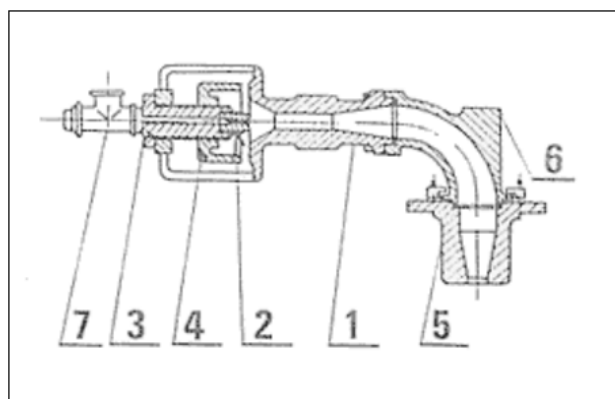


- 1 - plynové těleso hořáku
- 2 - vzduchové těleso hořáku
- 3 - plynová tryska
- 4 - vzduchová tryska
- 5 - hořáková deska
- 6 - hořáková tvarovka
- 7 - spalovací kanál
- 8 - zapalovací otvor
- 9 - pozorovací otvor

Obr. 6: Konstrukce vířivého hořáku [9]

3.2.3 Injektorové hořáky

Injektorové hořáky většinou naleznou využití pro otop tavících, ohřivacích, žíhacích, kalících, sušících pecí.

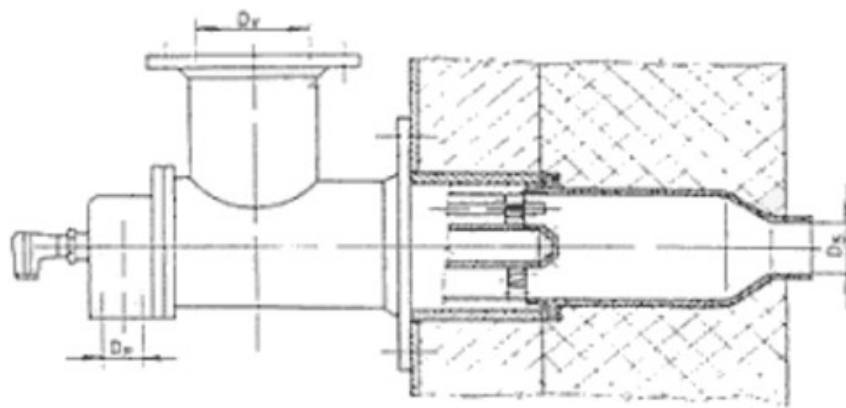


- 1 - difuzor,
- 2 - plynová tryska,
- 3 - těleso trysky,
- 4 - vzduchový regulační kotouč,
- 5 - ústí hořáku,
- 6 - koleno,
- 7 - plynová odbočka

Obr. 7: Konstrukce injektorového hořáku [9]

3.2.4 Impulzní hořáky

Impulzní hořáky (viz. obr. 8) se využívají zpravidla tam, kde chci docílit rovnoměrné rozložení teploty v pracovním prostoru pece. Výstupní rychlost spalin vytékajících z hořáku do pracovního prostoru se pohybuje v rozmezí 80 až 120 m.s^{-1} , jejichž dynamickými účinky vzniká v prostoru pece tlakově i teplotně homogenní prostředí. Na rozdíl od vířivých hořáků můžou nasávat přehřátý vzduch, což je jejich hlavní výhodou [9].



Obr. 8: Konstrukce impulzního hořáku [9]

4. Úvod do metodiky pro simulování spalování plynných paliv

Z hlediska návrhu metodiky pro simulování spalování plynných paliv je nutno být obezřetný pro výběr správných numerických modelů, které ovlivňují míru přesnosti výsledků a hodnot se srovnáním s naměřenými hodnotami z reálného prostředí. Fyzikální podstata proudění je matematicky vyjádřena soustavou parciálních diferenciálních rovnic, které v drtivé většině případů nelze vyřešit analyticky. Proto k řešení využíváme výpočetní techniky, abychom se s co nejmenší odchylkou přiblížili skutečnému stavu.

K dosažení výsledku se obecně využívá tzv. diferenční metody. Jedná se o metodiku, která spočívá nahrazením derivace diferenčními rozdíly, jinak řečeno, provedeme tzv. diskretizaci rovnic. To znamená, že přiřadíme systému soustavu bodů, ve kterých se následně počítají tyto diferenční rovnice.

Konkrétně software ANSYS-CFX využívá metodu konečných objemů. Jedná se o jednu z diferenčních metod. Její podstatu lze vysvětlit třemi základními body.

1. Výpočetní oblast je rozdělena na diskrétní konečné objemy
2. V jednotlivých konečných objemech probíhá bilancování neznámých veličin
3. Samotné numerické řešení diferenčních rovnic

4.1 Turbulentní proudění

Jednou z nejobtížnějších, ale zároveň nejdůležitějších záležitostí týkající se spalování plynných paliv, je otázka turbulence. S ohledem na energetické využití plynného paliva je pro nás energetiky převážně žádaným jevem. Bez samotné turbulence by nedošlo k dokonalému promísení paliva s okysličovadlem a zároveň ke spuštění oxidační reakce. Na druhou stranu dochází k větší tlakové ztrátě a s tím jsou samozřejmě spojeny vyšší náklady na provoz zařízení.

Obecně lze o turbulentním proudění říci, že je to proudění v čase a prostoru neuspořádané. Můžeme jej charakterizovat 7 základními rysy.

- **Náhodnost:** I přesto, že turbulentní proudění je s velkou přesností popsáno Navier – Stokesovými rovnicemi, nedokážeme někdy úplně jasně předpovědět, jak se daný proud v daném okamžiku a místě bude chovat. To je dáno v souvislosti s nedostatečnou přesností zadání okrajových podmínek anebo s Brownovým pohybem částic.
- **Difuzivita:** Turbulentní difuze je jednou ze základních důležitých veličin a vlastností turbulence, při níž dochází k míšení transportovaných skalárních veličin podstatně rychleji, než je tomu u molekulární difuze. Jedná se minimálně o rozdíl dvou řádů a výš.
- **Vířivost:** Turbulentní proudění se vyznačuje většinou svým vířivým charakterem. Jinak řečeno, uvažované částice tekutiny se vůči pozorovateli natáčí kolem vlastních os.
- **Široké spektrum měřítek:** Turbulentní pole se může jevit jako pole se širokou škálou různých velikostí vírů, ať už od těch nejmenších, které jsou spojené se zánikem vírových struktur a následnou disipací až po ty největší omezené oblasti, ve kterém se pole vyskytuje.
- **Prostorovost:** Vírové struktury jsou záležitostí prostorovou. Ve výjimečných případech mohou nabývat rovinného charakteru, např. při proudění v tenkých vrstvách.
- **Disipativnost:** Kinetická energie jednotlivých částic zanikajících malých vírů se mění v teplo a navyšuje vnitřní energii proudící tekutiny. Energii ochuzených částic je nutné znovu dorovnat, děje se tak na úkor energie hlavního proudu.
- **Nelinearita:** Vývoj jednotlivých turbulentních struktur lze matematicky popsat pouze nelineárním modelem. Turbulentní proudění je ze své podstaty velice nestabilní. Každá malá porucha může vyvolat obrovské vířivé struktury v poli.

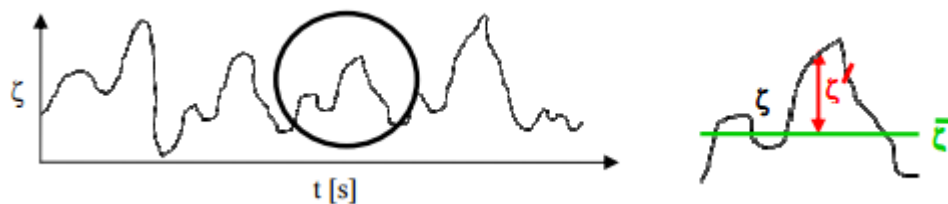
4.1.1 Modelování turbulence

Jak už bylo řečeno dříve, provádí se diskretizace fyzikálních parametrů v prostoru a čase. Jednotlivé diferenční rozdíly v prostoru a časové úseky je nutno volit natolik malé, abychom zaznamenali dynamiku vzniku a zániku všech pro nás nejdůležitějších vírových struktur. V současnosti můžeme využít pro řešení Navier-Stokesových rovnic (dále už jen N-S rovnice) tři metody.

- **DNS:** Tzv. přímá numerická simulace N-S rovnic. Tzn., že rovnice se řeší přímo numerickou matematikou, neužívá se žádných jiných zjednodušení. Tento model je ze všech nejpřesnější a blíží se s velkou přesností ke skutečnosti. Ovšem v současné době lze využít pouze na ty nejjednodušší případy s malým Reynoldsovým číslem. Bohužel i dnešní výpočetní technika si se složitými situacemi neumí prozatím kapacitně poradit.
- **LES:** Metoda simulace velkých vírů. Jedná se o rozdělení úlohy do dvou částí, kde se řeší velké víry pomocí metody DNS a malé víry pomocí statistické metody RANS. Tím je docela výrazně redukován čas nutný k vyřešení úlohy.
- **RANS:** Metody modelování Reynoldsových rovnic. Tato metoda simulace je ze všech nejpoužívanější a zároveň ji využijí ke svému modelu. Metoda RANS využívá skutečnosti, že každá fyzikální veličina proudového pole lze rozložit na dvě složky (střední a flukтуаční). Názorně to ukážu na vektoru rychlosti v jednoprostorovém proudění.

$$\mathbf{u}(x, t) = \overline{\mathbf{u}(x, t)} + \mathbf{u}'(x, t) \quad (44)$$

Z vybraného časového intervalu se udělá aritmetický průměr dané veličiny, přičemž průměrná střední hodnota fluktuace musí být vždy nulová.



Obr. 9: Znáznornění veličiny, její střední hodnoty a hodnoty fluktuace [12]

Po matematických úpravách se střední složka fyzikálních veličin a její fluktuační dosadí do N-S rovnic. Reynoldsova rovnice ve svém základním tvaru vypadá takto:

$$\frac{D\bar{u}_l}{Dt} = \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_l}{\partial x_k^2} - \frac{\partial \overline{u'_l u'_k}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_l} \quad (45)$$

Rovnici můžeme po úpravě přepsat do podoby:

$$\frac{D\bar{u}_l}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\bar{p} \delta_{lk} + \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_l} \right) - \rho \overline{u'_l u'_k} \right] \quad (46)$$

, kde člen $-\bar{p} \delta_{lk}$ představuje napětí vyvolané středním tlakem, člen za ním tenzor středního vazkého napětí a poslední člen hranaté závorky představuje tenzor napětí, jehož vznik souvisí s fluktuacemi rychlosti.

Pro statistický popis proudového pole máme tedy 4 rovnice (3x N-S a jednu rovnici kontinuity). Říkáme, že systém Reynoldsových rovnic je tzv. neuzavřený, jelikož krom základních čtyř neznámých (3 složky rychlosti, tlak) se vyskytuje také tenzor Reynoldsových napětí, který v sobě zahrnuje dalších 6 neznámých veličin. Pro řešení rovnic tedy potřebujeme další informace.

Možnosti řešení Reynoldsových rovnic

Jak již bylo řečeno, máme celkově 10 neznámých pro 4 rovnice. Pro správné vyřešení Reynoldsových rovnic je tedy nutné nalézt nové přídavné rovnice nebo vhodné empirické

vztahy. Na řešení tohoto problému přišel částečně v roce 1877 pan Boussinesq. Jeho hypotéza analogicky naráží na známý Newtonův vztah pro laminární proudění. Nahrazuje tenzor smykového napětí, vyskytující se v Reynoldsových rovnicích, tzv. turbulentní viskozitou, čímž zredukuje počet neznámých z 10 předchozích na pět. Pro úplné vyřešení rovnic je tedy nutno vypočítat turbulentní viskozitu, jejíž hodnotu lze získat několika vhodně zvolenými způsoby:

- **Nularovnicový model**
- **Jednorovnicový model**
- **Dvourovnicový model**

Nularovnicové modely řeší turbulentní viskozitu prostřednictvím jedné obyčejné algebraické rovnice. Modely řešící turbulentní viskozitu pomocí této metody se dají uplatnit v jednoduchých smykových proudech, jako jsou např. mezní vrstvy nebo úplavy. Pro složitější úlohy je tato metoda nevhodná, ovšem i přesto dneska najdou uplatnění. Nularovnicový model se např. používá pro řešení proudového pole při obtékání leteckých profilů.

Jednorovnicové modely se počítají pomocí jedné diferenciální rovnice. V dnešní době se téměř již nevyužívají z důvodů velkých nepřesností a v souvislosti s tím větších výkonů výpočetní techniky, které zvládnou počítat dvourovnicové modely. Pokud najdou využití, tak většinou pro řešení proudění v atmosféře.

Dvourovnicové modely řeší dvě transportní rovnice pro dvě skalární veličiny, charakterizující proudové pole. Jelikož jsem tento model zvolil pro svou práci, popíšu ho detailněji. Jeden z nejvíce používaných dvourovnicových modelů, je tzv. k-ε. Který určuje hodnotu turbulentní viskozity na základě dvou veličin (k – turbulentní kinetická energie a ε rychlost disipace). Dosadíme-li veličiny k a ε do N-S rovnic a následně ji upravíme po zavedení empirických konstant, dostaneme tvar 2 diferenciálních rovnic:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j' k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_l} + \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_j} - c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_t}$$

(47)

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u'_j} \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{1\varepsilon} \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_l} + \frac{\partial \overline{u_l}}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \overline{u_l}}{\partial x_j} - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (48)$$

Kde l_t je délkové měřítko, ν_t turbulentní viskozita a σ_k , σ_ε , $c_{1\varepsilon}$, $c_{2\varepsilon}$, c_d empirické konstanty.

Turbulentní viskozita je definována vztahem:

$$\nu_t = c_v \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (49)$$

kde c_v je empirická konstanta.

Model k- ε se zpravidla používá pro proudění s větším Reynoldsovým číslem $Re \geq 200\,000$. Je ovšem nutné brát v potaz, že se model příliš nehodí pro případ obtékání krivočarých těles, kde dochází k odtržení proudu či zavíření. Zde model nevykazuje příliš přesné výsledky. Obecně lze říci, čím blíže se blížíme místa styku stěny s tekutinou, tím větší nepřesnosti řešič k- ε vykazuje. Nejvíce se hodí pro vyvinuté turbulentní proudění volného proudu. Do jisté míry upravuje tento model modifikace RNG k- ε , ovšem je nutné brát na zřetel, že s některými základními nedostatky typickými pro tento dvourovnicový model si neporadí ani on.

Model k- ω je pro změnu vhodný do oblasti proudění v blízkosti stěny s $Re \leq 200\,000$. Naopak má problémy řešit úlohy ve volném proudu při dostatečně vyvinutém turbulentním režimu. Na rozdíl od modelu k- ε využívá ve výpočtu krom turbulentní kinetické energie tzv. vířivosti ω . Vířivost je míra rotace kapaliny v daném bodě proudícího pole. Diferenciální rovnice těchto dvou veličin vypadají takto:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u'_j} k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_l}}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (50)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u'_j} \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_l}}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (51)$$

kde β^* , β , σ , α , σ^* jsou empirické konstanty.

Turbulentní viskozita a rychlost disipace jsou určeny těmito vztahy:

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (52)$$

$$\varepsilon = \beta^* \cdot \omega \cdot k \quad (53)$$

Stejně jako je tomu u k- ε modelu, má i k- ω své modifikace. Jedním z nich je tzv. BSL k- ω . Jedná se v podstatě o kombinaci těchto dvou modelů. Diferenciální rovnice pro rychlost disipace je upravena pomocí vířivosti. Další model SST k- ω je upraven pro potřeby řešení úloh s vysokou vířivostí, kdy potřebujeme řešit úlohy odtržení proudu a jiné. Využívá se zpravidla u výpočtů lopatkových strojů apod. [10]; [11]

4.2 Modelování záření

Modelování záření je v takovémto systému jeden z nejdůležitějších faktorů vůbec. Při spalování plyných paliv se teplo sdílí především zářením (méně již pak konvekcí a kondukcí). Pro správný výběr metody modelování přenosu tepla zářením je nutné zprvu pochopit základní mechanismy a zákony radiace.

Přenos elektromagnetické energie skrze médium, ve kterém dochází k rozptylu, absorpci a emisi částic, popisuje tzv. integro-diferenciální transportní rovnice elektromagnetického záření, která vypadá takto:

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial E_\lambda}{\partial t} + \frac{\partial E_\lambda}{\partial s} = \chi_\lambda \cdot E_{0,\lambda} - \chi_\lambda \cdot E_\lambda - \sigma_{s,\lambda} \cdot E_\lambda + \frac{\sigma_{s,\lambda}}{4\pi} \int_{4\pi} E_\lambda(\hat{s}_i) \cdot \Phi_\lambda(\hat{s}_i, \hat{s}) d\Omega_i \quad (52)$$

Kde E_λ je spektrální intenzita vyzařování, χ_λ absorpivita, $\sigma_{s,\lambda}$ koeficient rozptylu na tloušťce “s” průchozího média, \hat{s}_i směr dopadajícího záření na výpočetní element, \hat{s} směr rozptylu,

t čas, $d\Omega_i$ i -tý prostorový úhel diskretizované směrové proměnné a konečně Φ_λ je funkcí pravděpodobnosti směru, do kterého bude záření rozptýleno.

Bohužel podobně, jako je tomu u Navier-Stokesových rovnic u proudění, drtivá většina praktických situací se pomocí analytického řešení nedá vyřešit. Proto přistupujeme k různým aproximacím, díky nimž může dospět k přijatelným výsledkům za relativně schůdnou dobu výpočtu.

Existuje mnoho způsobů, jak pomocí různých modelů vyřešit otázku záření. ANSYS CFX nabízí 4 možnosti (Rosseland, P1, Discrete Transfer, Monte Carlo). Každý model má samozřejmě své klady a zápory, proto je nutné pořádně zvážit, který pro svůj konkrétní případ zvolit. Stěžejním bodem pro výběr modelu jsou vlastnosti média, které se v uvažované oblasti vyskytuje. Pokud se jedná o médium průhledné, kdy nedochází k přímému přenosu energie do média, je vhodné zvolit model **Monte Carlo**. V opačném krajním případě, kdy médium je tzv. „opticky husté“ (neprůhledné), kdy veškerá energie zářením se přenáší do média a ta je zpět vyzařována do okolí je nejvhodnější použít model **Rosseland** anebo **P1**. Pro obecné příklady (od průhledných až po opticky neprůhledné prostředí) se doporučuje využívat model **Discrete Transfer**, v některých případech je možno využít i Monte Carlo.

4.2.1 Radiační model Discrete Transfer (DTRM)

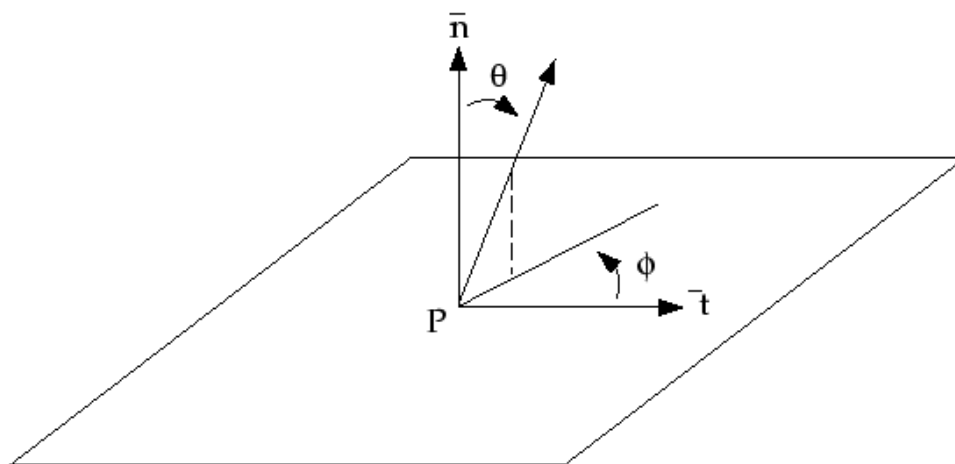
Z důvodu, že ve své práci jsem se rozhodl pro DTRM, popíšu ho zde podrobněji. Stěžejní myšlenkou DTRM je předpoklad, že kužel (prostorový úhel) záření opouštějící povrchový prvek je nahrazen jednotlivými paprsky vyzařovanými v určitých směrech. Počet stanovených paprsků určuje přesnost výpočtu.

Základní rovnicí DTRM je vztah popisující útlum intenzity záření dE na tloušťce překážky ds .

$$\frac{dE}{ds} + a \cdot E = \frac{a \cdot \sigma \cdot T^4}{\pi} \quad (53)$$

Kde a je absorpivita plynu, T lokální teplota plynu a σ Stefan-Boltzmannova konstanta.

Trasování paprsků se děje tak, že z každé radiační vrstvy (plochy) jsou vypuštěny paprsky jak v polárním, tak azimutálním úhlu. Pro přesnou definici polohy a směru se úhel θ volí od 0 do $\pi/2$ a úhel Φ od 0 do 2π . Paprsek je následně po celou dobu trasy sledován a vyhodnocován [4] [12].



Obr. 10: Trasování paprsků u metody Discrete Transfer [12]

5. Matematicko-fyzikální model hořáku a oblasti hoření

5.1 Popis pracovního prostoru

Pro simulaci a následnou analýzu chemických a fyzikálních dějů, které se odehrávají ve spalovacím prostoru, mi poslouží model spalovací komory, který je umístěn v areálu VŠB (budova CPIT). Spalovací komora je vyrobena z křemičitého skla a je vybavena snímači pro

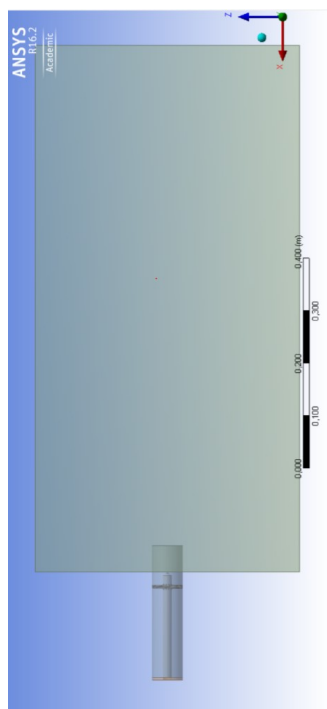
kontinuální měření daných fyzikálních veličin. Její základní rozměry jsou 0,5 x 0,5 x 1 m. Dnem spalovací komory ústí nízkotlaký hořák určený pro různá plynná paliva. Hořák je regulovatelný s piezo zapalováním a maximálním výkonem 15kW [18].

základní údaje hořáku	
<i>dle tlaku</i>	nízkotlaký
<i>max. tepelný výkon</i>	15kW
<i>prům. nominální tep. výkon</i>	8kW
<i>dle způsobu přívodu spal. vzd.</i>	ejekční
<i>dle teploty spal. vzd.</i>	s regulovanou teplotou
<i>dle směšování plynu se vzd.</i>	s a bez předmísení

Tab. 2: základní údaje hořáku

5.2 Geometrie

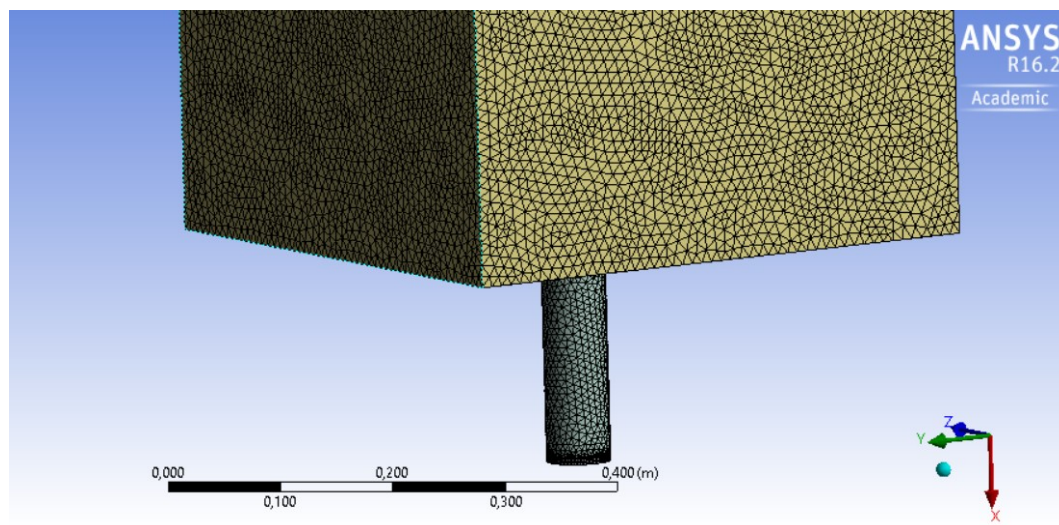
Počáteční a zároveň nezbytnou částí návrhu matematicko-fyzikálního modelu je určení geometrie a oblasti, kde se samotný proces hoření bude uskutečňovat. K vytvoření základní geometrie jsem použil konstrukční software INVENTOR a následně ji importoval do pracovního prostředí ANSYSu. Pro snadnější manipulaci a orientaci se doporučuje označit oblasti, které budou klíčové pro následné zadávání okrajových podmínek, tuto operaci jsem provedl až v prostředí ANSYS.



Obr. 11: Geometrie hořáku a spalovací komory

5.3 Sít'ování (meshing)

Sít'ování je proces, kdy dochází k rozdělení výpočetní oblasti na jednotlivé buňky, ve kterých se počítají jim určené diferenciální rovnice. Jednotlivé elementy by měli dosahovat takových velikostí, aby jednoznačně zachytily všechny nejdůležitější jevy, odehrávající se v proudící tekutině, jakými jsou např. turbulentní struktury, víry, atp...



Obr. 12: Sít' hořáku a spalovací komory

Jedním z důležitých kroků síťování CFD (výpočtů dynamiky tekutin) je vytvoření mezní vrstvy tzv. inflation. Jedná se o zahuštění sítě v oblasti stěny a jí přiléhající. Důvod této operace je velký gradient rychlosti a jiných veličin u stěny vymezující tok tekutiny.

Kontrola kvality sítě je dalším nezbytným postupem nutným k dosažení relativně přesných výsledků. Existuje několik způsobů, jak tuto kontrolu provést. Já jsem si vybral metodu kontroly sítě pomocí parametru skewness. Klíčovou hodnotou pro posouzení vhodnosti jednotlivých elementů je maximální hodnota, která by neměla překročit hodnotu 0,9, což v mém případě vyhovuje, viz. obr. 13 [13].

Details of "Mesh"	
+	Inflation
+	Patch Conforming Options
+	Patch Independent Options
+	Advanced
+	Defeaturing
-	Statistics
<input type="checkbox"/>	Nodes 83829
<input type="checkbox"/>	Elements 465326
	Mesh Metric Skewness
<input type="checkbox"/>	Min 4,5519e-005
<input type="checkbox"/>	Max 0,89893
<input type="checkbox"/>	Average 0,22531
<input type="checkbox"/>	Standard Dev... 0,12562

Obr. 13: kontrola kvality sítě parametrem skewness

5.4 Nastavení okrajových podmínek a fyzikálních vlastností (setup)

Jelikož se jedná o řešení úlohy proudění ovlivňujícím reakčními mechanismy za vzniku nových produktů, je nutné zadat jednotlivé rovnice příslušných chemických reakcí. V mém případě se budu zabývat jen těmi stěžejními, kdy nedochází ke vzniku složitějších uhlovodíků a jiných zbytkových meziproduktů. Výsledek to zásadním způsobem neovlivní. Pro zadání chemických reakcí využiji databázi CFX. Dále je nutno definovat reakční směs složky methanu a kyslíku, popřípadě jeho fyzikální vlastnosti. V tomto případě problém idealizuji a zadám možnost vlastností ideálního plynu.

Nejdůležitější záležitostí je ovšem definování okrajových podmínek pro jednoznačné řešení diferenciálních rovnic. Ze všeho nejdřív je ovšem nezbytné definovat vlastnosti základní domény, ve které bude proudit médium.

5.4.1 Default Domain (základní model tekutiny)

Nejdříve je potřeba zaznačit oblast, kterou bude tekutina protékat, následně o kterou tekutinu se jedná. V mém případě se jedná o reakční směs methanu a kyslíku.

V další záložce se definují modely tekutiny. V prvním případě zahrnutí přestupu tepla do výpočtu. Já volím možnost pro výpočet přestupu tepla včetně zohlednění podzvukové komprese a expanze, tedy „*Thermal Energy*“.

Model turbulence je jeden z důležitých parametrů výpočtu. S ohledem na velkou přesnost výsledků v oblasti spalovací komory, tedy v oblastech daleko od stěn s prouděním o vyšším Reynoldsově čísle zvolím model k- ϵ (podrobnější popis modelů turbulence viz kapitola 4.1.1).

V případě definice základních zákonů hoření počítám s možností spalování v difuzní oblasti. Jinak řečeno dávám prostor pro řešení rovnic difuze. Arrheniovu rovnici, popisující kinetiku chemických reakcí vypouštím a to z důvodu, že nehraje při spalování plynných paliv velkou roli. Pro tuto možnost je v nabídce model „*Eddy Dissipation*“.

Zahrnutí radiace do výpočtů je pro můj případ nezbytnou záležitostí. Nejvhodnější model pro tuto situaci je „Discrete Transfer“. Tento model s dostatečnou přesností dokáže řešit soustavy, ve kterých se nachází médium, které je schopno zářivou energii absorbovat, reflektovat a emitovat pro celkovou energetickou bilanci v nezanedbatelné míře. Přenos tepla zářením se tedy uskutečňuje ze stěn do média a naopak. Pro volbu spektrálního modelu jsem se rozhodl pro šedé těleso.

5.4.2 Okrajové podmínky

Název okr. Podmínky	Typ okr. Podmínky	fyzikální parametry
vstup palivo	inlet	hmotnostní tok, intenzita turbulence, teplota
vstup vzduch	inlet	hmotnostní tok, intenzita turbulence, teplota
stěna hořáku	wall	-
stěna spalovací komory	wall	teplota stěny
výstup spaliny	outlet	relativní tlak, tlakový profil
víříč	wall	-

Tab. 3: Okrajové podmínky modelu

Výpočet hmotnostního toku paliva

- Výhřevnost CH_4 $Q_n = 50 \text{ MJ/kg}$
- Uvažovaný výkon hořáku $Q=8 \text{ kW}$

$$\dot{m} = \frac{Q}{Q_n} = \frac{8}{50\,000} = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$$

(54)

Výpočet hmotnostního toku okysličovadla

Viz. rovnice (6 a 8):

$$O_{\min} = 2 \cdot \text{CH}_4 = 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-4} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$$

$$L_{\text{skut}} = 4,76 \cdot O_{\min} \cdot \alpha = 4,76 \cdot 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot 1,2 = 1,83 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$$

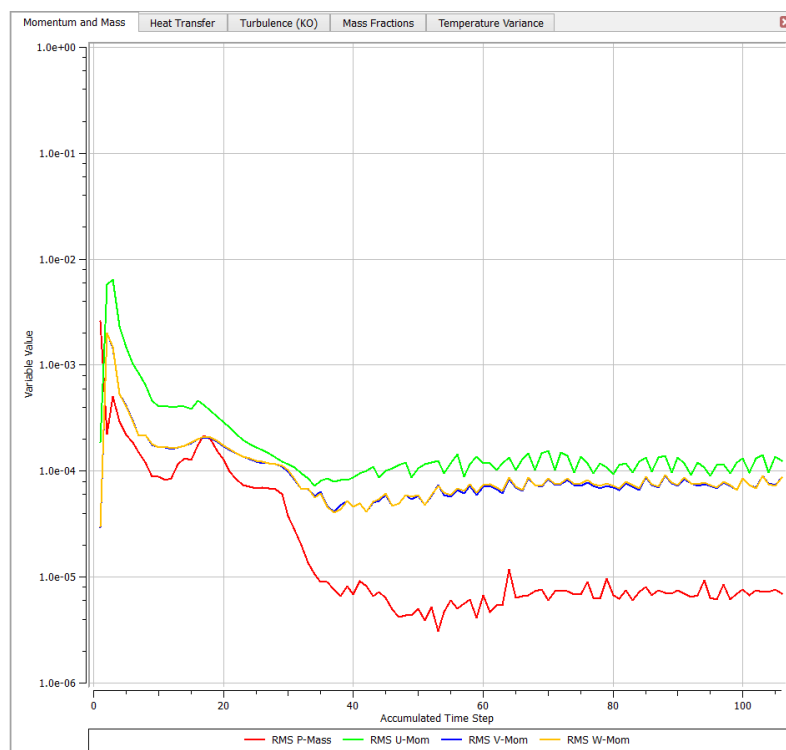
okr. podmínka	hm. tok (kg/s)	intenzita turb. (%)	teplota (K)	relativní tlak (Pa)	tlakový profil (-)
vstup palivo	1,60E-04	10	300	-	-
vstup vzduch	1,83E-03	10	300	-	-
stěna hořáku	-	-	-	-	-
stěna spalovací komory	-	-	350	-	-
výstup spaliny	-	-	-	0	0,05
Vířič	-	-	-	-	-

Tab. 4: Konkrétní hodnoty fyzikálních veličin okrajových podmínek

5.5 Výsledky

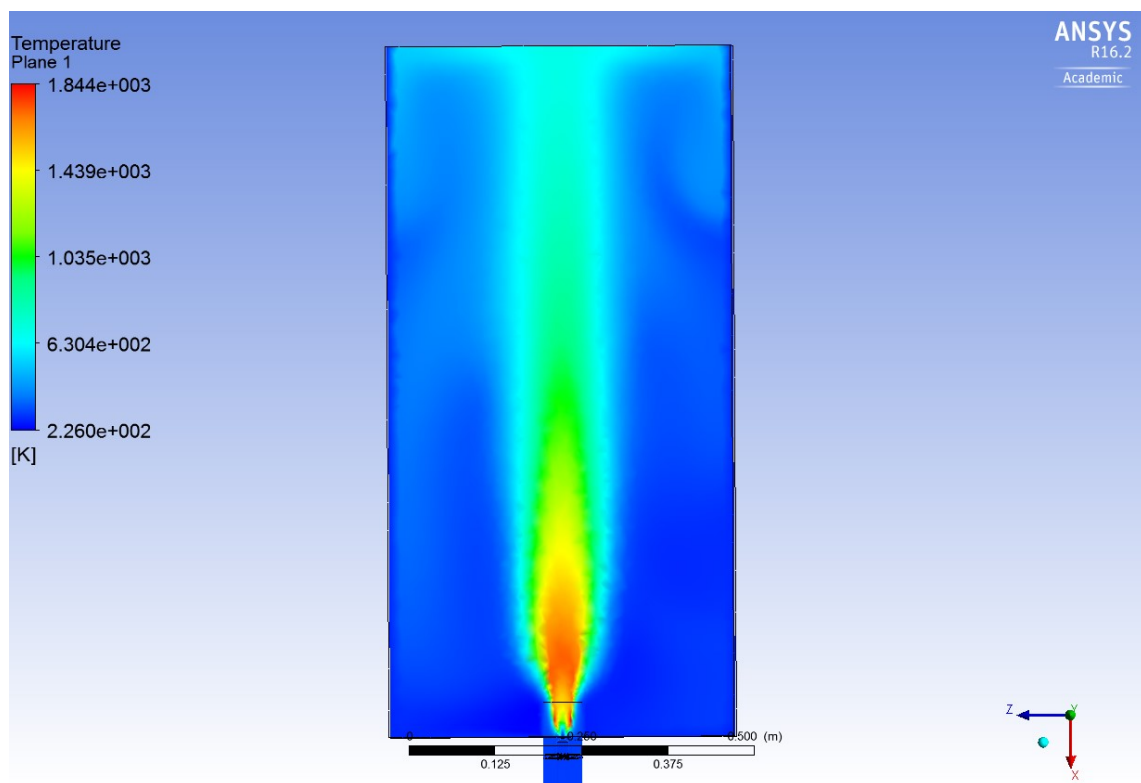
Po dokončení zadání spustíme CFX-Solver, který nám vypočte příslušné rovnice a výsledky zapíše do CFX-Post. CFX-Solver kontroluje a zajišťuje několik podmínek. Nejdůležitější z nich je podmínka konvergence úlohy. Mírou konvergence jsou tzv. reziduály (maximum rozdílu dvou po sobě následujících veličin iterace v jednom bodě sítě). Pokud hodnota

reziduálů se se zvyšujícím se počtem iterací zmenšuje, pak úloha konverguje správně. Z obr. 14 jde vidět, že se hodnota reziduálů na konci výpočtu pohybuje kolem 10^{-4} , což je pro inženýrské úlohy optimální.



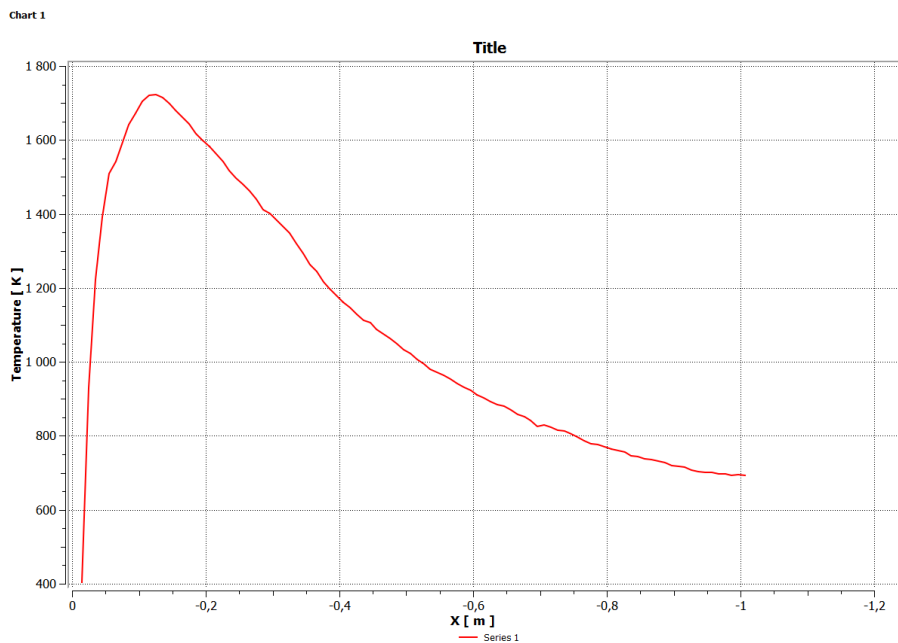
Obr. 14: Grafické rozhraní CFX-Solver

Následně se dostáváme k poslednímu kroku a to k vyhodnocování výsledků (postprocessing), k tomuto účelu nám slouží modul CFX-Post. Tento modul nabízí mnoho vyhodnocovacích postupů. Jedním z nich je grafické zobrazení rozložení teploty v rovině (obr. 15). Na obrázku můžeme vidět jednoznačný průběh plamene s teplotami dosahujícími v jádru cca 1800 K. Horké spaliny (přes 650 K) unikají výstupem spalovací komory pryč ze spalovacích prostorů. Vlivem rozdílu teplot ve spalovací komoře může docházet k volné konvekci a ke vzniku nízkofrekvenčních větších turbulentních struktur, které nepatrně narušují symetrii plamene. Je nutné připomenout, že celý děj se odehrává bez účelového odvodu tepla konvekčními, či radiačními teplosměnnými plochami.



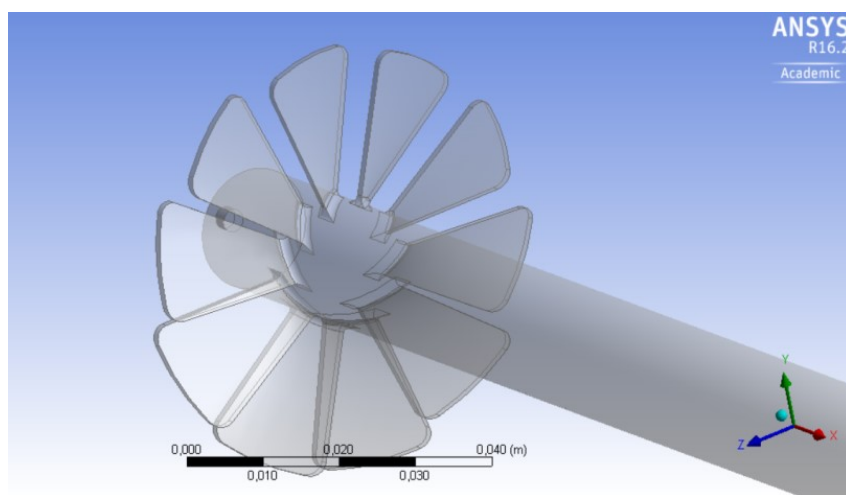
Obr. 15: Rozložení teploty na modelu

Průběh teplot po výšce spal. komory přes osu hořáku a plamene je vyobrazen na obr. 16. Bod [-1;T] zde představuje vrch spalovací komory a zároveň výstup spalín z ní.

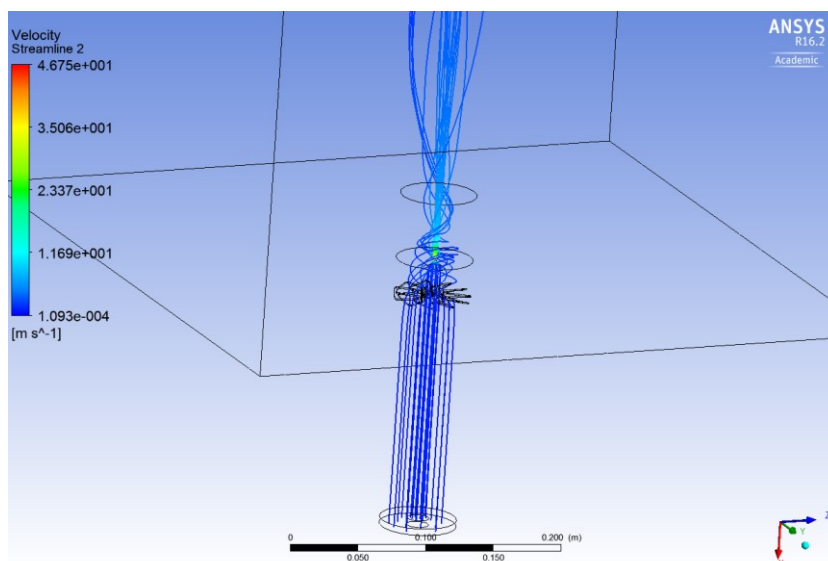


Obr. 16: závislost teploty po výšce spal. komory

Nejdůležitější věcí celého spalování plyných paliv je záležitost promísení paliva a okysličovadla. Do jisté míry si obě složky pomůžou sami a to přirozenou difuzí, která je bohužel pro nás velice pomalým procesem a nezajistila by dostatečné promísení. Nucenou složku difuze zde představuje ejekční účinek hořáku. Zvýšená rychlost proudění zemního plynu ve směšovací prostor nasává vzduch z okolí. Abychom celému procesu míšení pomohli, vložíme do tratě přívodu spalovacího vzduchu těsně před oblasti míšení se zemním plynem víříče (obr. 17). Jedná se v podstatě o lopatky, které mění směr vektoru rychlosti téměř laminárního proudění v přírodním potrubí spalovacího vzduchu. Za víříčem dochází k prudkému rozvíření proudu a proudnice začínají nabírat charakter šroubovice (obr. 18). Dochází ke změně druhu proudění z laminárního na turbulentní. Turbulentní proudění je pro nás v tomto případě žádoucí, protože pro proces míšení to má naprosto zásadní vliv.



Obr. 17: lopatky víříče nízkotlakého hořáku



Obr. 18: zavíření proudnic za vířičem

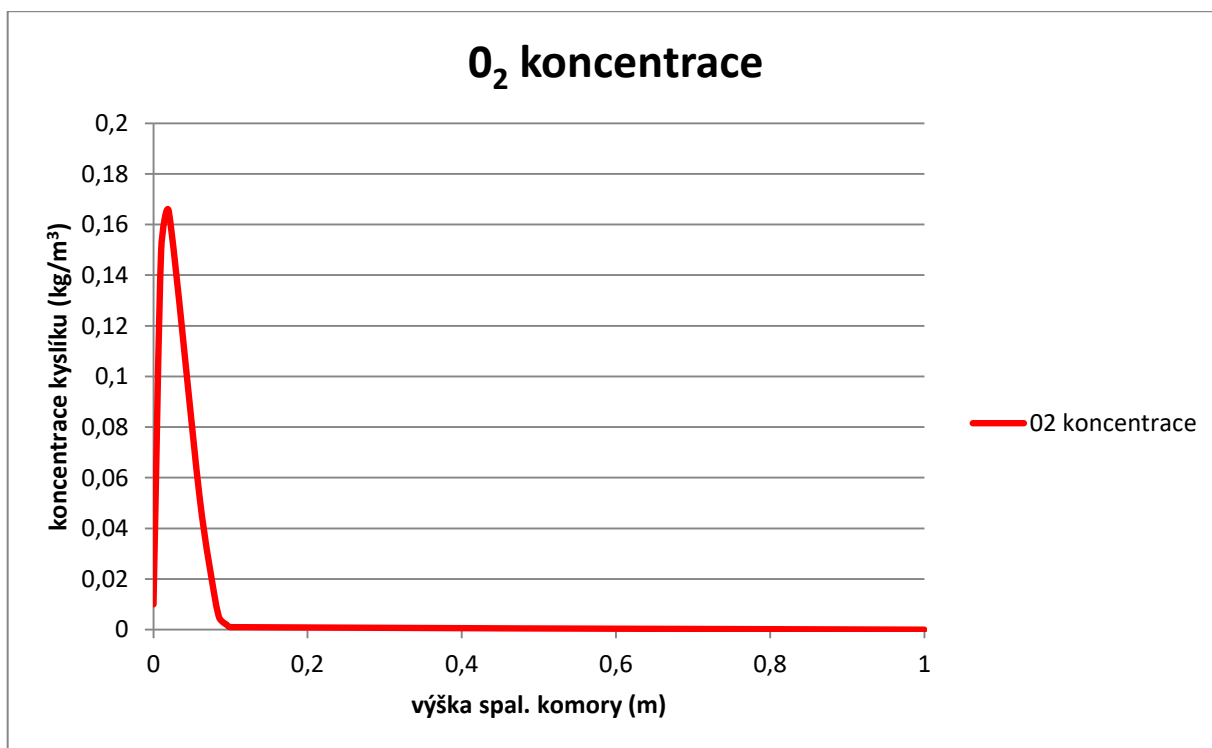
Výsledky jednotlivých koncentrací v závislosti na výšce spalovací komory nás informují o správném způsobu spalování plyných paliv. Úkolem nás všech je najít správný poměr mezi palivem a okysličovadlem a zároveň vzít v úvahu vznik nežádoucích oxidů dusíku, resp. zabránit úletu chemického nedopalu v podobě oxidu uhelnatého. V grafu 2 můžeme vidět úbytek kyslíku po výšce spalovací komory. Největší koncentrační gradienty můžeme sledovat v oblasti výstupu spalovací směsi z hořáku. Zde dochází k intenzivnímu promíchávání jednotlivých složek a proudění lze charakterizovat vysokým Reynoldsovým číslem.

Graf 3 vyobrazuje úbytek methanu po výšce spal. komory. V podstatě je závislý na předchozím grafu. Methan vstupuje do procesu hoření společně s kyslíkem jako dominantní člen všech reakcí.

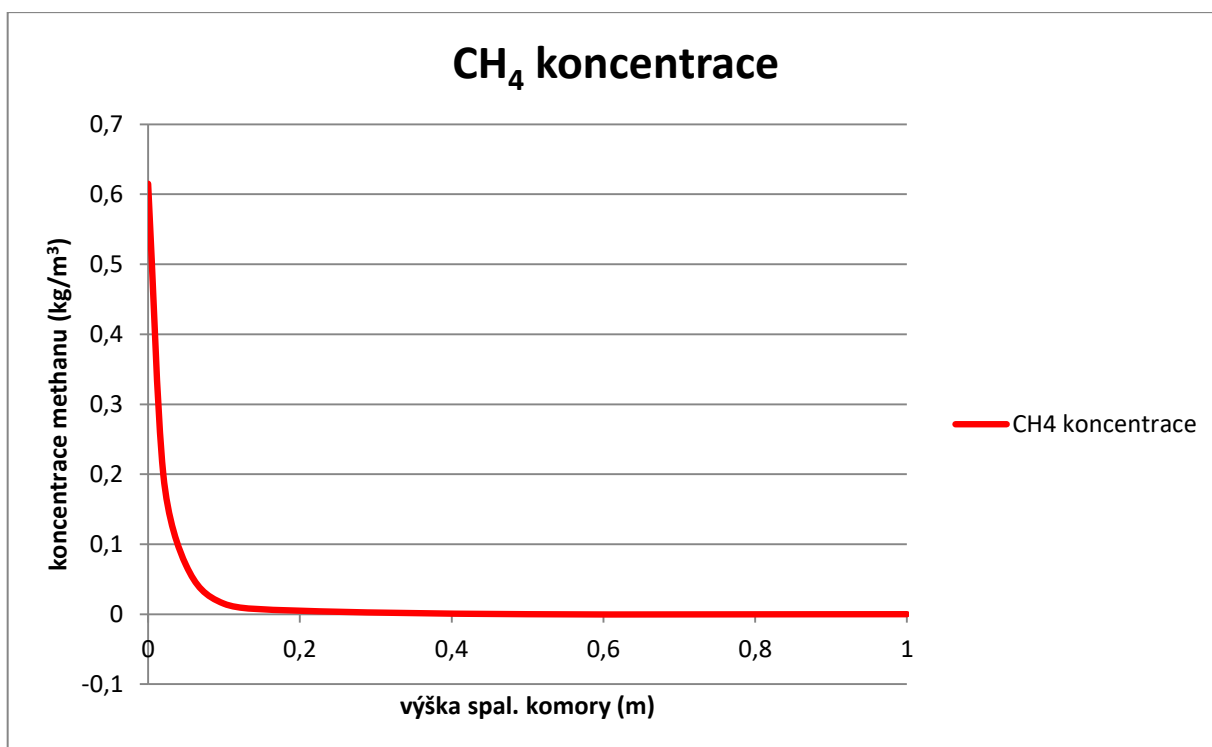
V grafu 4 můžeme vidět závislost koncentrace oxidu uhelnatého na výšce komory. Obecně lze říci, že CO vzniká za předpokladů:

- teplota hoření je příliš nízká na to, aby došlo k úplné oxidaci na CO_2
- nedostatečný čas hoření ve spalovací komoře
- není k dispozici dostatek okysličovadla

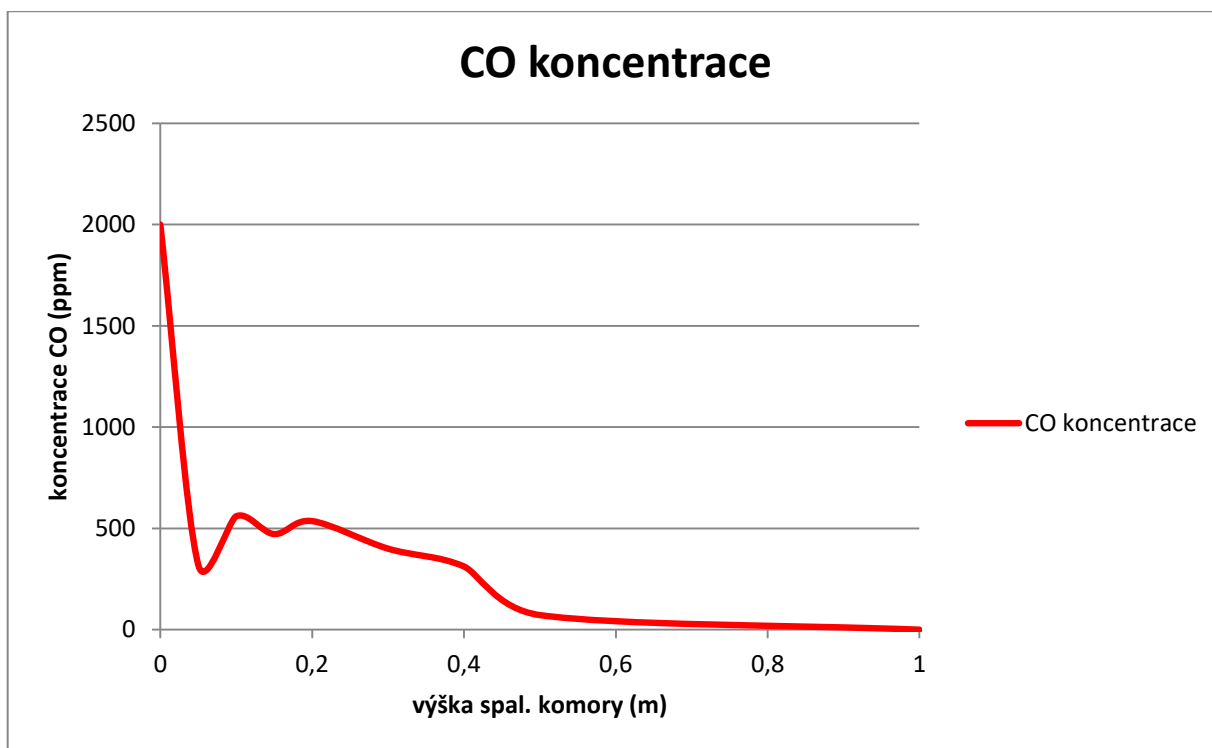
V našem případě je koncentrace CO v mezích zákona, tudíž se nemusíme zabývat protipatřeními proti jeho nadměrnému vzniku.



Graf 2: koncentrace kyslíku ve spalínách v kg/m^3



Graf 3: koncentrace methanu ve spalínách v kg/m^3



Graf 4: koncentrace oxidu uhelnatého ve spalínách v ppm

6. Ověřování matematického modelu

Ověřování mého matematického modelu budu uskutečňovat na základě experimentálního měření v laboratoři s modelem spalovací komory v areálu VŠB. V této kapitole popíšu prostředky a příslušenství k tomu potřebné a vyhodnotím výsledky, které jsem naměřil.

6.1 Měřicí soustava

Měřicí soustava instalována v laboratoři se spalovací komorou a jejím příslušenství umí kontinuálně a současně zaznamenávat a měřit spoustu základních veličin nezbytných pro vyhodnocení procesu hoření.

Jedním ze způsobů je měření rychlostního pole pomocí tzv. PIV metody. Podstatou této metody je zavedení cizích částic do proudící tekutiny a následným obrazovým

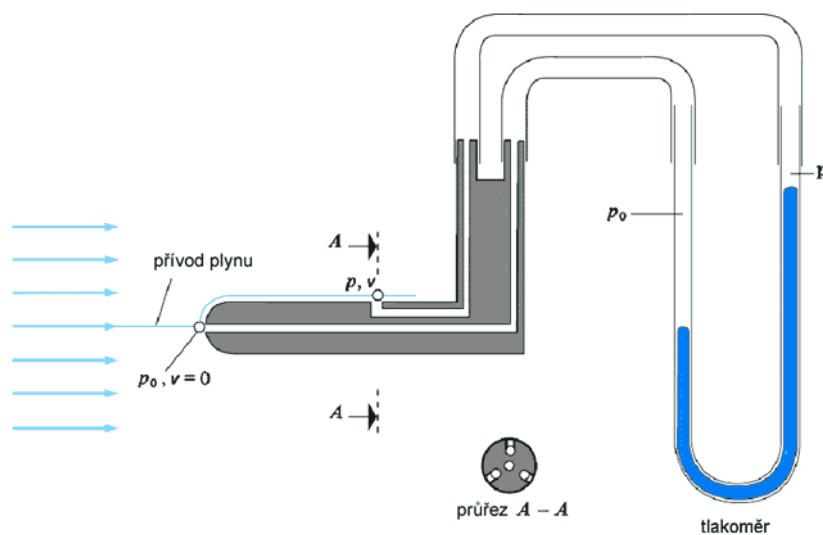
zpracováním. Jedná se tedy o vizuální kontrolu, kterou vyhodnocujeme vektorová pole proudící tekutiny.

Na vstupu paliva za hlavními uzavíracími ventily se nachází průtokoměr. Jeho úkolem je měřit spotřebu paliva při požadovaných podmínkách hoření.

Za dmychadlem primárního vzduchu, které vhání oksyličovadlo do spalovacího prostoru je instalováno měření průtoku vzduchu.

Vnitřek spalovací komory je osazen celkem 16 termočlánky měřícími teplotu spalin po výšce spalovacího prostoru. Celý prostor snímá termovizní kamera, která má za úkol vizuálně zaznamenat rozložení teploty ve spal. komoře.

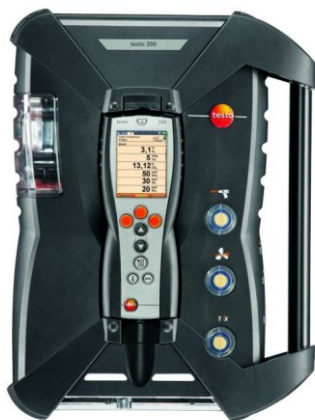
Měření spalin na výstupu se měří pomocí Prandtlovy trubice (obr. 19). Celá podstata měření spočívá v tom, že těleso Prandtlovy trubice se vloží do osy potrubí. Štěrbiny ve válcové části sondy snímají statický tlak a díra v ose trubice snímá tlak celkový. Rozdíl těchto tlaků je tlak dynamický, na jehož základě se vypočte průtok spalin [15].



Obr. 19: princip Prandtlovy trubice [14]

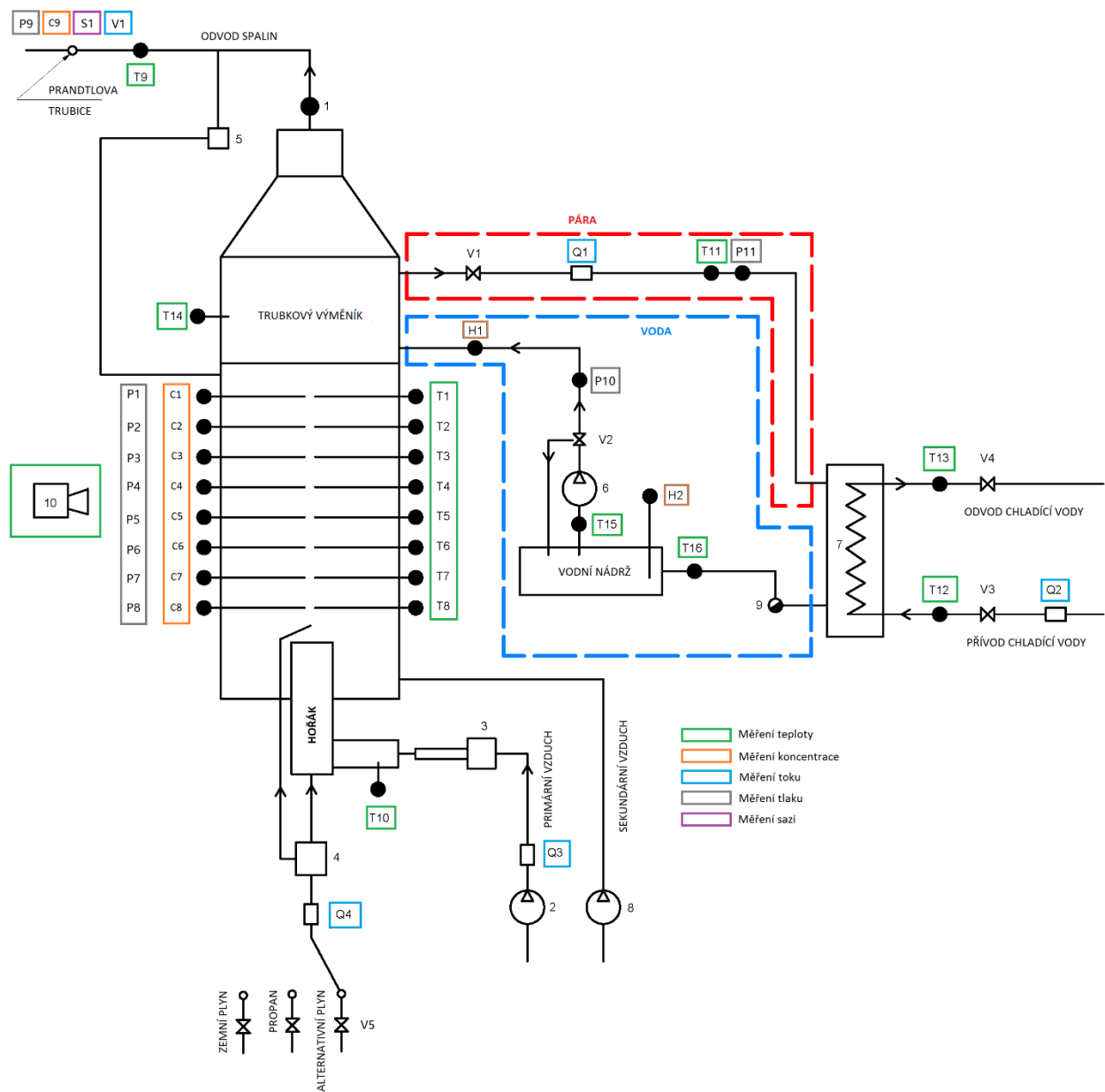
Dalším způsobem měření teploty a koncentrací spalin je pomocí analyzátoru Testo 350. Konkrétně tímto zařízením byly naměřeny i moje hodnoty pro srovnávání s výpočtovým

modelem. Jedná se o digitální přístroj s řídicí jednotkou a digitálním barevným displejem (viz. obr. 20). Testo 350 k analýze spalin využívá své elektrochemické senzory, pracující na principu iontové selektivní potenciometrie. Případně pro přímé měření CO_2 využívá infračerveného senzoru [16]. Je určen pro měření emisí O_2 , CO , CO_2 , NO , NO_2 , H_2S , SO_2 , C_xH_y .



Obr. 20: analyzátor spalin testo 350 [17]

Celý systém měření a zaznamenávání parametrů prototypové spalovací komory, na které jsem prováděl měření, můžeme vidět na schématu (viz obr. 21).



Obr. 21: schéma prototypové laboratorní spalovací komory [18]

6.2 Měření a naměřené hodnoty, srovnání se simulací

Porovnávat matematicko-fyzikální model a naměřené hodnoty z reálného prostředí budu na základě dvou klíčových parametrů a tj. teplota a koncentrace oxidu uhelnatého v závislosti na výšce spalovací komory. Hodnoty naměřené analyzátozem spalín jsou znázorněny v tab. 5. Bylo provedeno 7 měření v sedmi různých polohách. Pro každou výšku přísluší jedna hodnota teploty v stupních celsia. Analyzátor vyhodnocoval teplotu po dobu 3 minut, následně se provedl aritmetický průměr. Pro jednotlivé výšky byly zároveň odečteny vypočtené hodnoty teplot z modelu navrženým v softwaru ANSYS – CFX (viz tab. 6).

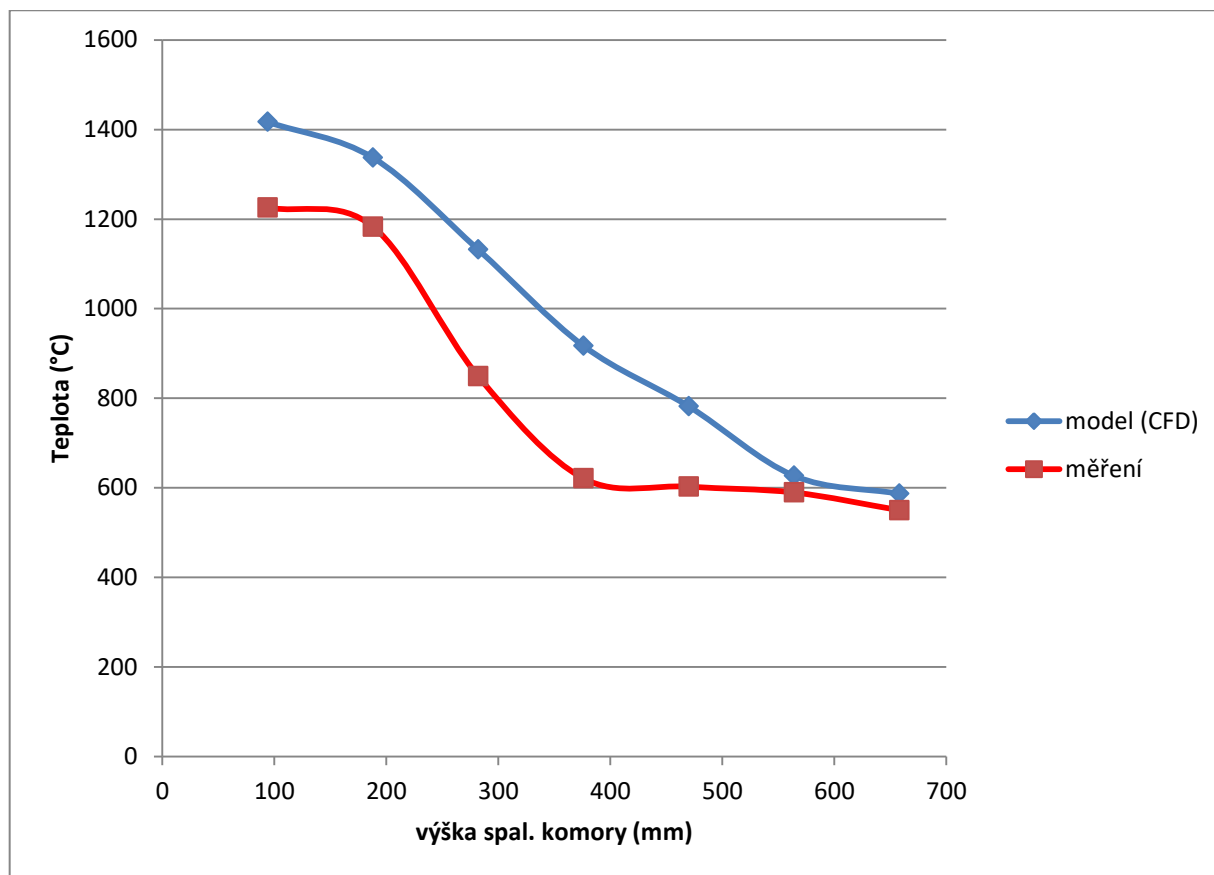
Výška (m)	Teplota spalín (°C)
94	1225,9
188	1183,2
282	849,2
376	621,3
470	602,8
564	589,7
658	550,2

Tab. 5: reálné naměřené a zaznamenané hodnoty (teplota)

Výška (m)	Teplota spalín (°C)
94	1417
188	1337
282	1132
376	917
470	782
564	627
658	587

Tab. 6: vypočtené hodnoty matematicko-fyzikálním modelem (teplota)

Jednotlivé vypočtené a naměřené hodnoty jsou zaznamenány do grafu (viz. graf 5). Modrou barvou je znázorněn vypočtený CFD model a červenou naměřené reálné hodnoty.



Graf 5: srovnání numerického modelu s naměřenými hodnotami (teplota)

Z grafu je vidět, že trendy v každém bodě vykazují určitou odchylku. Průměrná hodnota této odchylky je cca 16,8%. Důvod je ten, že CFD model je zatížen několika zjednodušeními, které se musí jednoznačně projevit na výsledné teplotě plamene a okolí. Prvním zjednodušujícím předpokladem je teplota stěny (wall), kterou jsem zadal konstantní po celých rozměrech spalovací komory. V reálném prostředí jsou samozřejmě tepelné toky a s tím spojená teplota stěny v každém místě jiné. Další záležitostí je mechanismus chemických reakcí. V reálném stavu vzniká a zaniká v oblasti hoření desítky chemických reakcí a stovky nových chemických prvků a sloučenin. Každá chemická reakce má odlišnou kinetiku, což se také projeví na tom, jak bude plamen vypadat.

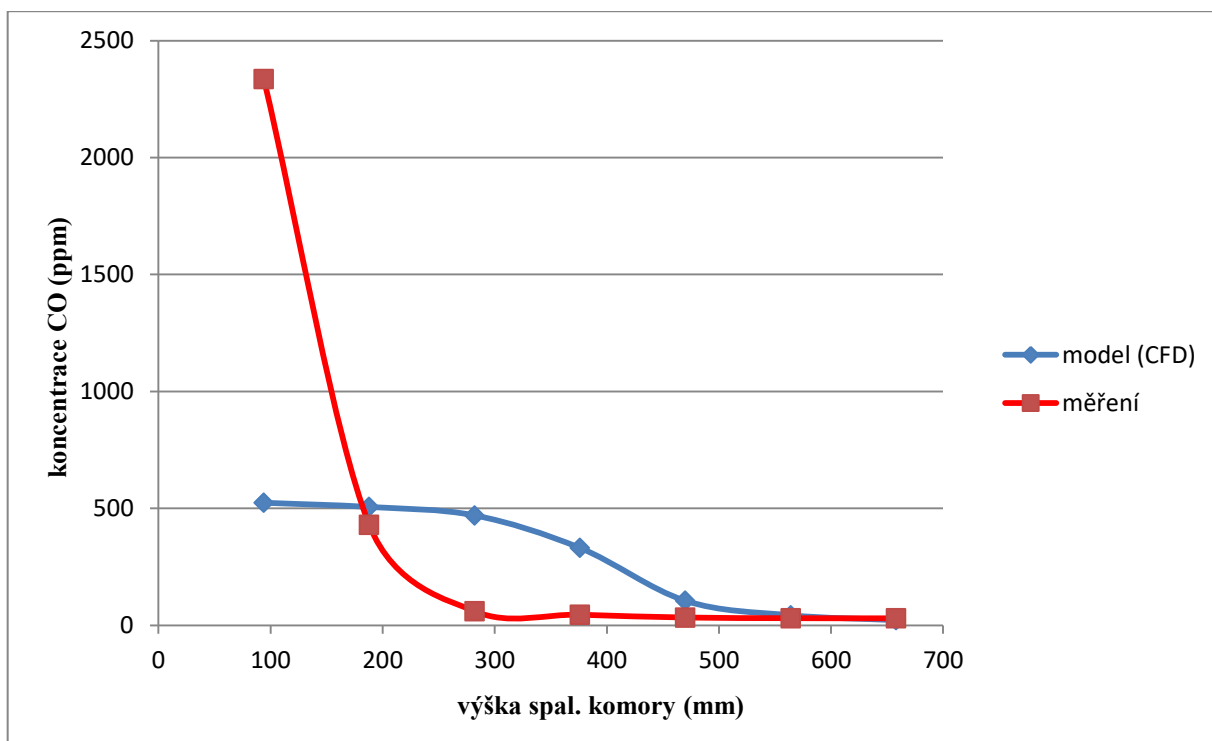
Dále budu vyhodnocovat a srovnávat vznik emisí oxidu uhelnatého (v ppm) po výšce spalovací komory (viz tab. 7 a 8). Naměřené a vypočtené hodnoty zaznamenám do společného grafu (viz. graf 6).

Výška (m)	CO (ppm)
94	2336,3
188	430,1
282	60,6
376	45,2
470	33,3
564	30,4
658	29,9

Tab. 7: reálné naměřené a zaznamenané hodnoty (CO)

Výška (m)	CO (ppm)
94	524
188	506
282	470
376	331
470	105
564	43
658	22

Tab. 8: vypočtené hodnoty matematicko-fyzikálním modelem (CO)



Graf 6: srovnání numerického modelu s naměřenými hodnotami (CO)

Z grafu je zřejmé, že hodnoty v prvním bodě měření, tedy na začátku spalovací komory těsně u hlavy hořáku, se podstatnou mírou liší. Je to zapříčiněno především tím, že v oblasti plamene probíhá intenzivní výměna hmoty s obrovskými koncentračními gradienty, které model nedokáže reálně zachytit. Další věcí je fakt, že matematický model pro turbulenci $k-\varepsilon$, počítá hodnoty s větší přesností dál od stěny nejlépe při rozvinutém turbulentním proudění. Důkazem obou faktorů je přibližování se trendů s nabývající výškou spalovací komory.

Závěr

Obsah mé diplomové práce byl zaměřen a vypracován s ohledem na metodiku simulování spalování plyných paliv. Jedná se o matematický model spalovací komory a příslušného nízkotlakého hořáku o tepelném výkonu 8 kW navrhnutý v softwaru ANSYS – CFX. Měření a ověření simulace bylo provedeno na prototypu spalovací komory v areálu VŠB pomocí analyzátoru spalin TESTO 350 v celkem sedmi úrovních po výšce komory ve troj-minutových intervalech. Validace matematického modelu byla uskutečněna na základě dvou charakteristických veličin. V prvním případě se porovnávala teplota po výšce spalovací komory, ve druhém případě koncentrace oxidu uhelnatého. Na základě srovnání naměřených dat a vypočtených dat by se dalo usuzovat, že v některých bodech měření je míra odchylky výrazná, v některých téměř totožná s výpočtem. Pokud neuvažujeme hodnoty v blízkosti výstupu směsi z hořáku, které lze velice těžko s velkou přesností vypočítat a to z důvodu velkých koncentračních gradientů, které se navíc s časem mohou měnit, hodnota odchylky simulace od skutečného stavu se průměrně pohybovala kolem 17 %, což lze vzhledem ke složitosti situace považovat za přijatelné.

Informace ohledně teplotních, koncentračních, vektorových polí můžeme využít například při návrhu geometrie hořáku, víříče nebo při návrhu rozměrů spalovací komory, případně teplosměnných ploch a v neposlední řadě k dimenzování technologií pro čištění spalin.

Seznam použitých veličin, konstant a jejich jednotek

<i>symbol</i>	<i>význam</i>	<i>jednotka</i>
a	součinitel teplotní vodivosti, resp. absorpivita plynu	m^2/s , resp. -
c	rychlost světla	m/s
c_p	měrná tepelná kapacita za konst. tlaku	$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
c_{st}	poměrná hmotová koncentrace kyslíku u povrchu částic	-
c_v	poměrná hmotová koncentrace kyslíku v objemu	-
E	intenzita vyzařování	W/m^2
E_λ	spektrální intenzita vyzařování	W/m^3
f	frekvence	s^{-1}
h	Planckova konstanta	$\text{J}\cdot\text{s}$
i	měrná entalpie	kJ/kg
I	entalpie	kJ
k	turbulentní kinetická energie	m^2/s^2
k'	součinitel rychlosti chemické reakce	$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
L_{min}	teoretické množství vzduchu	m^3/m^3
L_{skut}	skutečné množství vzduchu	m^3/m^3
\dot{m}	hmotnostní tok	kg/s
O_{min}	objemové množství kyslíku	m^3/m^3
p	tlak	kPa
P	množství vyzařené energie	kW
q	hustota tepelného toku	kW/m^2

Q_{dis}	disociační teplo	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{ch}	chemické teplo paliva	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{n}	výhřevnost	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{ned}	chemický nedopal	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{p}	fyzické teplo paliva	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{sp}	fyz. teplo odcházejících spalin	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{v}	spalné teplo	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{vz}	fyzické teplo vzduchu	kJ/kg; kJ/m^3
Q_{z}	teplo uvolněné vnitřním objemovým zdrojem	kW
Q_{λ}	teplo přivedené do objemu vedením	kW
S	plocha	m^2
t	teplota	K
v, u	rychlost	m/s
V	objem	m^3
V_{sp}	objemové množství spalin	m^3/m^3
w_{ch}	rychlost chemické reakce	$\text{kg}/(\text{m}^2.\text{s})$
w_{d}	rychlost výměny hmoty	$\text{kg}/(\text{m}^2.\text{s})$
α	přebytek vzduchu	-
β	součinitel výměny hmoty	m/s
ρ	hustota (měrná hmotnost)	kg/m^3
ε	emisivita, resp. rychlost disipace	-, resp. m^2/s^3
ε_{pl}	integrální emisivita plynu	-

ν_t	turbulentní viskozita	m^2/s
ρ	hustota (měrná hmotnost)	kg/m^3
σ	Stefanova – Boltzmannova konstanta	$\text{W}/(\text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4})$
$\sigma_{s,\lambda}$	koeficient rozptylu	-
λ	součinitel tepelné vodivosti, <i>resp.</i> vlnová délka	$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, <i>resp.</i> m
κ_λ	absorbivita	-
μ	dynamická viskozita	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
τ	přebytek vzduchu	-
ω	prostorový úhel , <i>resp.</i> vířivost	sr, <i>resp.</i> s^{-1}

Seznam dodatečných značek, symbolů, zkratek a indexů

<i>symbol</i>	<i>význam</i>
celk	celkem
CO ₂	oxid uhličitý
fyz.	fyzikální
H ₂	vodík
H ₂ O	voda
chem.	Chemické
i	vektor rovnoběžný k vektoru (1,0,0)
j	vektor rovnoběžný k vektoru (0,1,0)
k	vektor rovnoběžný k vektoru (0,0,1)
min	minimální
max	maximální
n	ve směru normály
N ₂	dusík
konst.	konstantní
O ₂	kyslík
pl	plyn
skut	skutečný
SO ₂	oxid siřičitý
sp	spaliny
v	vlhké (spaliny, vzduch, ...)

vz	vzduch
x	ve směru osy x
y	ve směru osy y
z	ve směru osy z
0	černé těleso

Seznam použité literatury

- [1] RÉDR, Miroslav. *Základy tepelné techniky: Určeno pro posl. HUF [hutnická fakulta] - roč. 3., DS [dálkové studium] - roč. 4.* Ostrava: Vysoká škola báňská, 1975. Učební texty vysokých škol.
- [2] PŘÍHODA, Miroslav a Miroslav RÉDR. *Sdílení tepla a proudění.* Ostrava: VŠB-Technická univerzita, 1998. ISBN 80-7078-549-7.
- [3] KOLAT, Pavel. *Přenos tepla a hmoty.* Ostrava: VŠB-Technická univerzita, 1986.
- [4] MODEST, M. F. *Radiative heat transfer.* 2nd ed. Boston: Academic Press, c2003. ISBN 0-12-503163-7.
- [5] KAVIANY, M. [i]Heat Transfer Physics[/i]. Cambridge University, 2008. 688 s. ISBN 978-0-511-43694-9.
- [6] SAZIMA, M., KMONÍČEK, V., SCHNELLER, J. [i]Teplo[/i]. SNTL, 1989. 592 s. ISBN 80-03-00043-2.
- [7] *Nikola Tesla: Rentgenové záření* [online]. 2016 [cit. 2017-05-06]. Dostupné z: <http://tesla.xf.cz/rentgen.html>
- [8] *Záření černého tělesa* [online]. [cit. 2017-05-06]. Dostupné z: http://kvinta.html.wz.cz/fyzika/optika/elmg_zareni_a_jeho_energie/zareni_cerneho_telesa.htm
- [9] FÍK, Josef. *Vytápíme plynem: Hořáky pro spalování zemního plynu* [online]. 2004 [cit. 2017-05-06]. Dostupné z: <http://vytapieni.tzb-info.cz/vytapime-plynem/2183-horaky-pro-spalovani-zemniho-plynu-iii>
- [10] URUBA, Václav. *Turbulence* [online]. 2009 [cit. 2017-05-06]. ČVUT v Praze, Fakulta strojní.
- [11] BLEJCHAŘ, Tomáš. *Turbulence: Modelování proudění - CFX* [online]. VŠB - Technická univerzita Ostrava, 2010 [cit. 2017-05-06].

- [12] *Modeling Radiation* [online]. Fluent Inc. 2006-09-20. ANSYS [cit. 2017-05-06].
Dostupné z: <https://www.sharcnet.ca/Software/Fluent6/html/ug/node574.htm>
- [13] BOJKO, Marian. *3D PROUDĚNÍ – ANSYS FLUENT: učební text* [online]. Ostrava, 2012 [cit. 2017-05-10]. Dostupné z: <http://www.338.vsb.cz/wp-content/uploads/2016/03/3D-Bojko.pdf>. VŠB-TUO.
- [14] *Proudění, rychlost a průtok plynů: Prandtlovy trubice* [online]. [cit. 2017-05-10].
Dostupné z: <http://www.prutoky.cz/plyny/prandtlovy-trubice/>
- [15] ORLÍKOVÁ, Soňa. *Měření průtoku tekutin - principy průtokoměrů* [online]. Ústav automatizace, měření a kybernetiky VUT Brno, 2008 [cit. 2017-05-10]. Dostupné z: <http://www.tzb-info.cz/4624-mereni-prutoku-tekutin-principy-prutokomeru>
- [16] KLIMEŠOVÁ, Marie. *KONTROLA KONCENTRACE VÝBUŠNÝCH SLOŽEK PŘI ANESTEZI* [online]. Brno, 2010 [cit. 2017-05-12]. Dostupné z: https://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=28788
- [17] *Testo 350 - Industrial Flue Gas Analyser* [online]. [cit. 2017-05-12]. Dostupné z: <http://www.testolimited.com/testo-350-industrial-flue-gas-analyser>
- [18] HONUS, Stanislav. *Prototyp spalovací komory*. VŠB-TUO, 2017.